

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel CHEMARIN

* * * * *

ETUDE DE L'INTERACTION DANS L'ETAT FINAL DANS
LA REACTION $p + d$ ET DANS QUELQUES AUTRES
REACTIONS A PEU DE NUCLEONS

Soutenue le 20 Décembre 1972

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM. A. Sarazin Président

E. Elbaz

J.P. Burq

Mme. H. Langevin

M. C. Zupancic

} Examineurs

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel CHEMARIN

* * * * *

**ETUDE DE L'INTERACTION DANS L'ETAT FINAL DANS
LA REACTION $p + d$ ET DANS QUELQUES AUTRES
REACTIONS A PEU DE NUCLEONS**

Soutenue le 20 Décembre 1972

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM. A. Sarazin Président

E. Elbaz

J.P. Burq

Mme. H. Langevin

M. C. Zupancic

} Examineurs

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

Président :	J. BOIDIN, Professeur
1er Vice-Président :	R. TOURAINÉ, Maître de Conférences agrégé
2ème Vice-Président :	P. PONCET, Maître-Assistant
3ème Vice-Président :	D. SETTELEN, Etudiant

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

<u>Unités</u>	<u>Directeurs</u>
U.E.R. médicale Grange-Blanche	D. GERMAIN, Professeur
U.E.R. médicale Alexis-Carrel	C. GIROD, Professeur
U.E.R. médicale Lyon-Nord	A. BERTOYE, Professeur
U.E.R. médicale Lyon-Sud-Ouest	L. TOLOT, Professeur
U.E.R. des Sciences pharmaceutiques	M. CARRAZ, Maître de Confé. agrégé
U.E.R. des Techniques de Réadaptation	P. MOUNIER-KUHN, Professeur
U.E.R. de Biologie humaine	J.C. CZYBA, Maître de Confé. agrégé
U.E.R. d'Education Physique et Sportive	A. MILLON, Professeur E.P.S.
U.E.R. des Sciences Odontologiques	R. VINCENT, Professeur
U.E.R. de Mathématiques	M. le Doyen J. BRACONNIER
U.E.R. de Physique	M. DUFAY, Professeur
U.E.R. de Chimie et Biochimie	Mlle D. GAUTHERON, Professeur
U.E.R. des Sciences de la Nature	L. DAVID, Professeur
U.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie	R. FONTANGES, Professeur
U.E.R. de Physique Nucléaire	A. SARAZIN, Professeur
U.E.R. de Mécanique	J. MATHIEU, Professeur
Observatoire	J.H. BIGAY, Professeur
Institut Universitaire de Technologie 1	B. POUYET, Professeur
Institut Universitaire de Technologie 2	M. J. GALLET

Secrétaire Général :	P. IZAUTE
----------------------	-----------

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à M. le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université Claude Bernard de Lyon, qui m'a accueilli dans son laboratoire et qui a bien voulu s'intéresser à ce travail en acceptant la présidence de ce jury.

Je remercie tout spécialement, Monsieur J.P. BURQ, Maître de Conférences, dont l'aide m'a été particulièrement précieuse tout au long de ces trois années et Madame H. LANGEVIN, Directeur de Recherche au C.N.R.S., pour les conseils et les encouragements qu'elle n'a cessé de me donner au cours des nombreuses rencontres que nous avons eues.

Je remercie également M. le Professeur E. ELBAZ dont la présence dans le laboratoire, à la tête d'une équipe théorique sur le problème à 3 corps, m'a été très précieuse.

M. le Professeur C. ZUPANCIC de l'Université de Munich m'a fait l'honneur de s'intéresser à ce travail en acceptant de participer à ce jury. En me rappelant que ses écrits m'ont beaucoup aidé dans mes premiers pas à travers la jungle que constituait alors pour moi les réactions nucléaires à 3 corps ; je le remercie bien sincèrement.

Je ne saurais oublier dans mes remerciements, le Dr. W. EBENHÖH du Max Planck Institute d'Heidelberg pour les nombreux et fructueux échanges que nous avons eus et pour avoir mis à notre disposition ses programmes de calcul.

Ces résultats n'ont été possible que grâce à un travail collectif auquel ont participé avec J.P. BURQ, J.C. CABRILLAT, B. ILLE et G. NICOLAI. Je les remercie en même temps que P. SAHUC qui, par sa compétence technique et sa bonne humeur a été pour beaucoup dans le maintien d'un moral élevé dans l'équipe.

Ma reconnaissance amicale va également à l'ensemble du personnel, techniciens et physiciens, qui depuis l'équipe assurant la bonne marche du synchrocyclotron au personnel assurant la frappe et la présentation de cette thèse, ont rendu, à un moment ou à un autre, ce travail possible.

INTRODUCTION

Il existe de profondes raisons de s'intéresser au problème 3 corps.

D'abord, c'est la représentation la plus simple d'un cas très général où l'interaction nucléaire se fait en présence d'une ou de plusieurs particules. La situation est beaucoup plus complexe que dans l'interaction 2 corps et l'on ne peut non plus faire de prédictions statistiques, comme dans un problème à grand nombre de nucléons par exemple.

La deuxième raison réside dans les informations nouvelles que peut apporter l'étude du problème à 3 corps, sur l'interaction fondamentale nucléon-nucléon. Plusieurs potentiels expliquent bien le comportement de deux nucléons libres. Le problème est de savoir si ces descriptions sur la couche d'énergie seront également valables hors de la couche d'énergie, c'est-à-dire si l'on pourra avec ces potentiels, retrouver les résultats expérimentaux sur l'interaction nucléon-nucléon en présence d'une troisième particule. Un autre genre d'information possible est l'extraction des paramètres de la diffusion neutron-neutron que l'on peut obtenir à partir du pic d'interaction dans l'état final. Leur détermination précise doit permettre de confirmer ou d'infirmer les nombreux travaux portant sur l'assymétrie de charge des forces nucléaires.

Enfin les désaccords rencontrés avec l'expérience dans l'interprétation à partir de l'interaction 2 corps, doivent permettre d'obtenir des renseignements sur l'importance des forces spécifiques 3 corps. Si celles-ci jouent un rôle en physique nucléaire, leurs contributions doivent être relativement plus grandes dans le cas de trois particules en interaction forte comme c'est le cas dans les réactions à 3 nucléons ($p + d$) ou ($n + d$).

On peut plus simplement penser que l'étude du problème 3 corps est suffisamment captivante en soi, par l'accroissement de la connaissance qu'elle fournit sur la dynamique des réactions à plusieurs corps et la structure des amplitudes.

Il est permis en effet, de supposer que la remarque de Goldberger en 1960 à propos de l'interaction nucléon-nucléon : "... Scarcely ever has the world of physics owed so little to so many ..." soit également applicable au problème 3 corps

De nombreuses études ont été, et sont consacrées à ce sujet. L'emploi de plus en plus large des ordinateurs a été pour beaucoup dans cette extension tant au point de vue expérimental (possibilité d'expériences complètes où tous les paramètres définissant une réaction à 3 corps sont déterminés) que théorique (possibilité de résoudre les équations de Faddeev dans les cas simples).

Les expériences rapportées ici concernent l'étude de l'interaction dans l'état final (I E F) neutron-proton dans la réaction à 3 nucléons ($p + d$) et dans quelques réactions à peu

de nucléons. Historiquement l'interaction dans l'état final est, avec la diffusion quasi-élastique, l'un des deux domaines très étudiés pour lesquels des modèles simples ont été construits. Ceci s'explique ; dans ces cas, l'interaction deux corps est favorisée et l'on peut espérer que la 3ème particule intervienne uniquement comme une perturbation. Depuis les travaux de Faddeev, sont apparues des méthodes "exactes" qui ont la prétention de traiter correctement le problème 3 corps.

Précisons la signification du terme "exactes". La solution est devenue mathématiquement possible mais elle nécessite des calculs extrêmement complexes, si bien que seuls, des cas simples ont pu être envisagés jusqu'à maintenant. Le traitement exact 3 corps n'est actuellement possible qu'avec le sacrifice de la simplification de l'interaction 2 corps.

Il est donc intéressant de pouvoir comparer les résultats de ces méthodes avec les modèles anciens que sont le modèle de Watson-Migdal (WM) ou le modèle de Phillips-Griffy et Biedenharn (PGB) pour l'interaction dans l'état final

Dans le chapitre I, nous présentons les expériences réalisées et les buts spécifiques poursuivis. Le dispositif expérimental nécessaire à la réalisation d'une expérience complète est décrit dans le second chapitre. Le chapitre III est consacré à la description des analyses exactes, développées à partir des équations de Faddeev et de la méthode de résolution utilisée par W. Ebenhöh du Max Planck Institute d'Heidelberg. On développe ensuite les modèles simples d'approximation 3 corps : WM et PGB pour l'interaction dans l'état final, modèle spectateur, pour la diffusion quasi-élastique. Ceux-ci et les résultats du formalisme exact dans le cas $(p + d)$ sont comparés aux résultats expérimentaux. Les résultats des autres réactions sont également étudiés à l'aide des modèles simples. Enfin, on trouvera dans les annexes des précisions sur les notations et les formules cinématiques nécessaires.

CHAPITRE I

LES REACTIONS A PETIT NOMBRE DE NUCLEONSI.1 - INTERET DES PROBLEMES A PEU DE NUCLEONS.

Comme nous l'avons indiqué dans l'introduction, les problèmes à quelques nucléons font l'objet de nombreux efforts, tant du point de vue expérimental que théorique. Les buts poursuivis par de telles études sont nombreux et variés.

I.1.1 - Etude des mécanismes de réactions conduisant à 3 corps dans la voie de sortie

Les différentes expériences réalisées ont montré qu'un certain nombre de mécanismes contribuent à l'augmentation des sections efficaces dans des régions cinématiques données :

- a) Interaction dans l'état final (IEF) de deux des particules dans la voie de sortie^(1,5),
- b) Diffusion quasi-élastique (QF) dans laquelle un seul des constituants de la cible (ou du noyau incident) participe à l'interaction, l'autre restant "spectateur"^(6,9)
- c) Production simultanée (PS) des 3 particules dans l'espace de phase disponible⁽¹⁰⁾
- d) Phénomène de rediffusion^(11,12).

Les diagrammes figurant ces processus, sont représentés figure I.1. En pratique, ils contribuent tous à la réaction étudiée et des effets d'interférence sont possibles. Seul un choix précis des conditions cinématiques expérimentales, permet de sélectionner un des mécanismes ou du moins de privilégier l'un des phénomènes a-d.

Le but des expériences est de préciser les contributions de chacun des effets en fonction de la région cinématique observée.

I.1.2 - Extraction des paramètres de diffusion à 2 corps

Ceci concerne surtout la détermination de la longueur de diffusion neutron-neutron, pour laquelle des incertitudes subsistent et de très nombreux travaux ont été entrepris^(13,16).

Les méthodes de comparaison sont alors très utiles⁽¹⁴⁾ : parallèle avec la réaction symétrique de charge, mise en évidence d'une éventuelle asymétrie de charge.

I.1.3 - Renseignements spectroscopiques concernant les résonances, les états instables produits dans les réactions à 3 corps (paramètres de résonance, fonctions d'excitation - distributions angulaires, corrélations).

On peut classer dans cette rubrique :

- a) les différentes expériences sur l'existence des états excités de masse 3⁽¹⁷⁾
- b) la détermination des paramètres de résonance des masses 4 ou 5^(18,61)

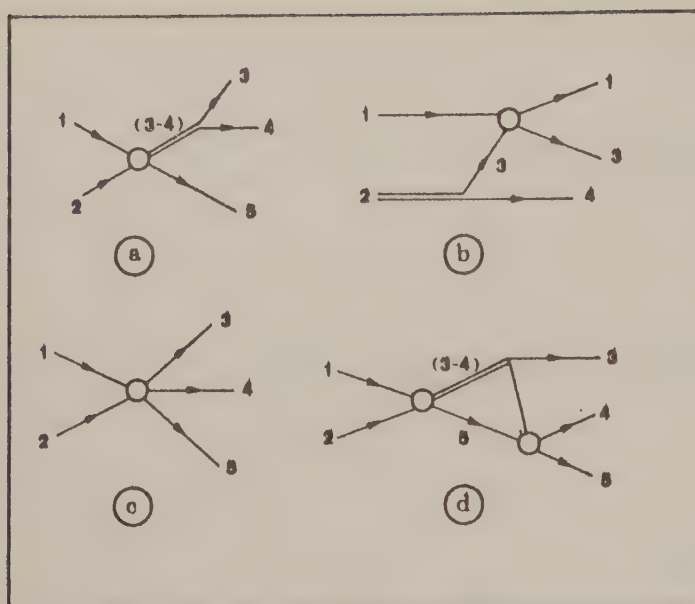


FIGURE I. 1

Diagrammes représentant divers processus de réactions :

- a) Interaction dans l'état final
- b) Diffusion quasi-élastique
- c) Production simultanée
- d) Rediffusion

I. 2 - PRESENTATION ET BUTS DES EXPERIENCES REALISEES A LYON

Le tableau I. 1 résume les différents processus et réactions étudiés à Lyon. L'interaction dans l'état final neutron-proton a été particulièrement examinée et c'est elle qui est l'objet principal de ce travail.

Réaction	Energie	Particules détectées	Processus étudiés
d + p	27, 5	p - n	IEF n - p
d + p	19, 2 - 24, 8	p - n	IEF n - p et résonance ^3He
p + d	13, 5	p - n	IEF n - p
d + d	27, 5	d - n	QF d - n
d + d	27, 5	p - n	IEF n - p et résonance ^3He
d + ^3He	27, 5	p - n	IEF n - p et résonance ^3He
d + ^4He	27, 5	p - n	IEF n - p
d + ^6Li	27, 5	p - n	IEF n - p

TABLEAU I. 1 - Résumé des expériences réalisées à Lyon

I. 2. 1 - Réactions à 3 nucléons

A l'intérieur des problèmes à peu de nucléons, un intérêt considérable a été porté aux réactions les plus simples :



d'abord dans des expériences où une seule des particules sortantes était détectée, puis avec des expériences dont la cinématique est entièrement déterminée.

La plupart sont relatives à une situation cinématique bien précise où l'un des effets (interaction dans l'état final ou diffusion quasi-élastique) est particulièrement prédominant. Peu de résultats couvrent une large région cinématique, en particulier en ce qui concerne l'IEF n-p.

Ceci est partiellement dû au fait que généralement les projectiles utilisés sont des protons (observation plus facile de la diffusion quasi-élastique) et les particules détectées, les deux protons (plus grande simplicité de détection, mais l'on ne peut guère s'écarter d'une géométrie où les énergies des deux protons sont partagées).

Deux expériences seulement, l'une à 52 MeV deutons⁽¹⁹⁾, l'autre en protons⁽²⁰⁾ couvrent une gamme cinématique étendue.

L'étude systématique de la réaction $p + d$ a été entreprise dans une large région :

- a) à l'aide de deutons incidents de 27,5 MeV,
- b) à l'aide de protons incidents de 13,5 MeV.

Les faisceaux fournis par le synchrocyclotron de Lyon, conduisent approximativement à la même énergie dans le centre de masse.

Les buts généraux de l'ensemble de l'expérience sont :

- de fournir une distribution angulaire aussi vaste que possible pour la production de paires $n-p$ dans l'état singulet $E_{\text{inc}}(\text{CM}) \approx 9,2 \text{ MeV}$.
- de tester la validité de modèles simples : $WM^{(21, 22)}$, $PGB^{(23, 24)}$ dans un grand nombre de situations cinématiques,
- de comparer l'ensemble des résultats expérimentaux avec une méthode "exacte" de résolution des équations de Faddeev.

La distribution angulaire de la réaction pseudo 2 corps : $p + d \rightarrow p + d^*$ (nous désignerons désormais par d^* la paire $n-p$ en interaction dans l'état singulet) peut être d'un grand intérêt pour les calculs numériques entrepris dans le cadre de la résolution du problème à 3 corps, ceci au même titre que la diffusion élastique $(p + d)$ ou $(n + d)$ et même avantageusement si l'on tient compte du fait que la diffusion élastique est largement dominée par la transition quartet alors que la réaction conduisant au d^* est uniquement due à la transition doublet (en se limitant à des interactions de moment relatif $l = 0$, et en ne faisant pas intervenir de partie tensorielle).

Or, c'est dans l'amplitude doublet qu'est inclus le problème complexe de l'interférence de 3 interactions alors qu'il n'y en a, à cause du principe de Pauli, que deux symétriques, dans l'amplitude quartet.

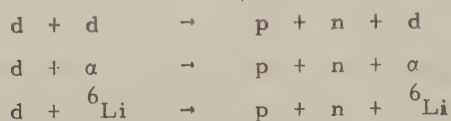
Un autre intérêt de la réaction $p + d \rightarrow d^* + p$ est lié à la possibilité d'existence d'une résonance ^3He autour de l'énergie étudiée (13 MeV dans le système du centre de masse de $1, ^3\text{He}$)⁽¹⁴⁾ ; la distribution angulaire obtenue doit être grandement affectée par cette résonance si elle existe. C'est pourquoi d'autres distributions angulaires ont été obtenues entre 19,2 MeV et 24,8 MeV en dégradant l'énergie incidente du faisceau.

I. 2. 2 - Autres réactions à petit nombre de nucléons

Dans le cas des réactions à plus de 3 nucléons, l'étude a porté également sur la production de paires corrélées $(n-p)$.

Il s'agit d'abord, de préciser l'importance du mécanisme d'interaction dans l'état final, dans le rendement global de la réaction conduisant à 3 particules dans la voie de sortie. La possibilité d'autres phénomènes peut donner lieu à des interférences. L'exploitation des résultats par le modèle de Watson-Migdal ou par celui de Phillips-Griffy-Biedenharn apportera déjà un élément de réponse quant à la "pureté" du mécanisme envisagé. Il est connu que la validité de ces modèles dépend fortement des possibilités de présence d'autres contributions⁽³⁹⁾.

Les règles de sélection du spin isotopique interdisent la production de d^* dans les réactions :



Des mesures au Rice University Laboratory⁽³⁸⁾ concernant la première de ces réactions, ont montré des pics dans les sections efficaces triplement différentielles, pics qui peuvent être d'après les auteurs, en partie attribuables à la formation interdite de deutons singulets. L'isolement de l'interaction finale, par rapport à la diffusion quasi-élastique, n'étant pas parfaitement assuré, nous avons repris l'expérience par corrélation p-n, et cherché à déterminer par cette méthode une limite expérimentale de la section efficace de production de d^* .

Enfin, il est intéressant de préciser les limites et les conditions pour lesquelles le couple p-n en interaction dans l'état singlet pourra être traité comme une particule simple de caractéristique $S = 0$, $T = 1$. Les fonctions d'excitation ou les mesures de distributions angulaires fourniront alors des renseignements analogues à ceux apportés par l'étude des réactions nucléaires produisant les particules habituelles. L'acquisition d'une distribution angulaire de la réaction $d + {}^3\text{He} \rightarrow d^* + {}^3\text{He}$ a été tentée.

1.3 - QUE DESIGNE - T-ON PAR d^* ?

L'existence de singularités dans l'amplitude de diffusion, détermine les caractéristiques de la diffusion nucléon-nucléon. On sait que, dans le plan S des énergies, une coupure de $S = 0$ à $S = \infty$ due aux états libres de diffusion, connecte deux feuillets de Riemann sur lesquels $\text{Im}k > 0$ (feuillelet physique) et $\text{Im}k < 0$ (feuillelet non physique), k désignant le moment. Des pôles, dont la signification physique a été mise en évidence, peuvent apparaître sur ces surfaces, sur l'axe réel négatif dans le premier feuillelet, sur l'axe réel négatif mais aussi dans l'ensemble du deuxième feuillelet.

Aux basses énergies et à l'approximation indépendante de la forme, l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon peut être représentée par l'expression⁽²⁶⁾ :

$$f = \frac{1}{-1/a + 1/2 r_0 k^2 - ik} \quad (\text{I.1})$$

a est la longueur de diffusion et r_0 la portée effective,

a) Pour un neutron et un proton de spin parallèle (état isotopique $T = 0$), $a = 5,39$ fm, $r_0 = 1,70$ fm. Dans le plan complexe, f possède un pôle au voisinage de zéro situé sur l'axe imaginaire positif $k = 0,23 i$. A ce pôle correspond un état lié sur le 1er feuillelet ($\text{Im}k > 0$) qui est l'état fondamental du deuton.

On trouve pour l'énergie de liaison : $e = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = -2,23$ MeV (dans le plan complexe des énergies, on est sur l'axe réel négatif ; il s'agit d'un état lié).

b) Pour un neutron et un proton de spin anti-parallèle ($S = 0$, $T = 1$) : $a = -23,7$ fm, $r_0 = 2,67$ fm, f a un pôle pour $k = -0,042 i$, $\text{Im}k < 0$: le pôle est situé sur le feuillelet non physique. A cette valeur de k correspond un niveau virtuel $e = -0,067$ MeV.

Dans le plan des S on est sur l'axe réel négatif mais dans le deuxième feuillelet, on a un état virtuel ou anti-lié que l'on désigne par d^* . Cependant, du fait qu'il est situé très

près de la région physique ($\text{Im}k$ est très faible), le pôle aura des effets sur l'axe réel dans le voisinage de zéro.

A l'amplitude de diffusion (I.1) correspond la section efficace de diffusion :

$$\sigma = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{4\pi}{E + |e|} \frac{(1 + \chi r_0)}{|e|} \quad (\text{I. 2})$$

$$\chi^2 = \frac{2m |e|}{\hbar^2}$$

La figure (I. 2) donne les résultats du calcul de σ pour les diffusions (n-p) singulet et (n-p) triplet.

L'allure résonante de la diffusion (n-p) singulet (d^*) vers les basses énergies, explique l'existence d'une forte interaction finale, dans les réactions à 3 particules dans la voie de sortie où des systèmes (n-p) à énergie interne voisine de zéro sont produits.

Phillips, Griffy et Biedenharn ont montré, que pour un système de 2 particules à l'intérieur d'un volume de rayon a_1 , le retard à la transmission de l'onde diffusée (la durée de vie du système) est donné par :

$$\Delta T_l = \hbar \frac{d}{dE} (\delta_l + k a_1) \quad (\text{I. 3})$$

δ_l est le déphasage de l'onde l , E est l'énergie relative entre les deux particules.

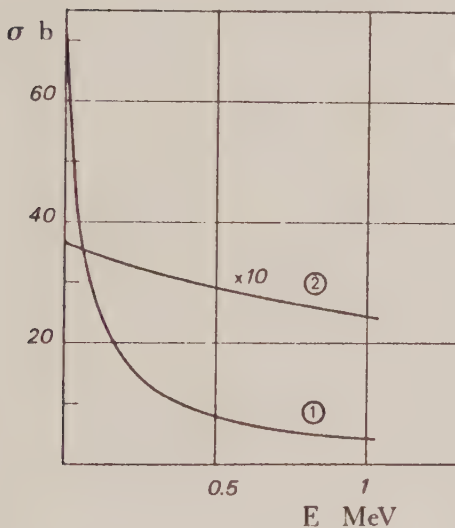


FIGURE I. 2 - Diffusion (n-p) à basse énergie dans l'état singulet (1) et dans l'état triplet (2)

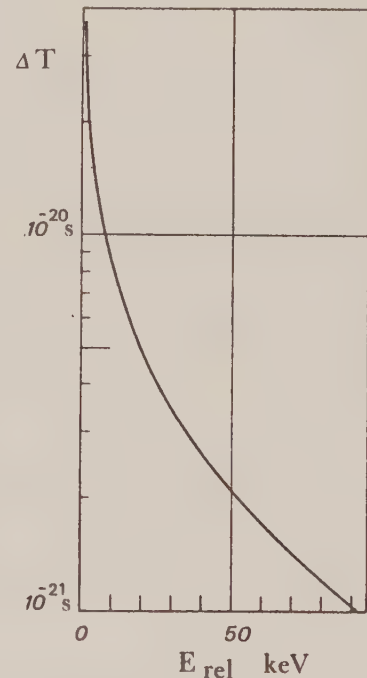


FIGURE I. 3 - Durée de vie du d^* en fonction de son énergie interne en KeV

La figure (I. 3) montre le résultat du calcul de (I. 3) en prenant pour δ_l les valeurs de la théorie de portée effective :

$$\cotg \delta_l = -\frac{1}{ak} + \frac{1}{2} r_0 k$$

et :

$$a_1 = 3,5 \text{ fm}$$

Par exemple, pour une énergie interne de 20 KeV, on trouve un "temps de vie" de $5 \cdot 10^{-20}$ s. Ce temps est très supérieur au temps de transit de la particule incidente dans le champ du noyau cible ($\approx 10^{-22}$ s.) On peut donc parler d'une véritable entité composée d'un neutron et d'un proton dans une configuration 1S_0 : c'est cette quasi-particule que l'on nomme d^* .

1.4 - CHOIX DE LA CINEMATIQUE DES REACTIONS A 3 CORPS

Considérons la réaction :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$$

Le système final à 3 particules est entièrement décrit par la connaissance de neuf paramètres. Toutefois, les lois de conservation réduisent à 5 le nombre de variables indépendantes.

Dans une expérience complète, deux particules sont détectées et leur énergie mesurée, ainsi, la détermination de six paramètres impose une relation entre deux d'entre eux. L'information supplémentaire permet de mieux isoler le phénomène à observer et par conséquent de diminuer l'importance du fond.

Pour une détection coplanaire ($\varphi_3 = 0$, $\varphi_4 = \pi$), les angles θ_3 et θ_4 étant fixés, seules les valeurs de E_3 et E_4 situées sur une courbe T dans le plan (E_3, E_4) sont compatibles. Une telle mesure bi-dimensionnelle ($E_3 \cdot E_4 \cdot \theta_3 \cdot \theta_4$) est complète, car à chaque point du lieu (T) correspond une valeur unique ($E_5 \cdot \theta_5$). Ces dernières quantités varient d'une façon continue le long de (T).

Il en est de même des quantités E_{34}, E_{35}, E_{45} définies comme les énergies internes dans les systèmes intermédiaires 3-4, 3-5, 4-5 pouvant être formés (cf. annexe I ou sont consignées les formules les plus importantes de la cinématique 3 corps).

Pour la réaction étudiée $p + d \rightarrow p + n + p$ où le d^* est formé comme système intermédiaire, le proton appartenant au d^* est la particule 3, le proton de recul, la particule 5. Il est possible de produire le d^* dans cette réaction, uniquement si les conditions cinématiques sont telles que des énergies relatives voisines de zéro pour le système 3-4, sont permises le long de T. Dans ce cas, il existe deux possibilités d'étude de l'interaction n-p dans des expériences complètes :

- soit détecter le proton de recul et une des particules en interaction (neutron ou proton)
- soit détecter les deux particules en interaction (neutron et proton). La détection se fait alors dans des régions colinéaires.

Etant donné les buts fixés, la deuxième méthode a été utilisée, essentiellement pour les raisons suivantes :

- a) possibilité d'une détection du d^* dans une plage angulaire supérieure. Le tableau suivant donne les énergies du proton de recul et du proton (ou neutron) du d^* , en un point de la cinématique où l'énergie relative E_{34} passe par zéro.

Sauf pour l'angle $\theta_{cm} = 87^\circ$, il est avantageux du seul point de vue de l'énergie de détection, de détecter les deux particules responsables de l'interaction dans l'état final. Des conclusions analogues peuvent être faites pour $p + d \rightarrow d^* + p$ (E_p incident = 13,5 MeV)

$\theta_{\text{lab}}^{\circ}$	$\theta_{\text{CM}}^{\circ}$	$E_{\text{p}}^{\text{recul}}$	$\frac{E_{\text{p}}}{E_{\text{n}}}$ du d^{*}
7	23,3	0,96	12,0
11	37	2,23	11,3
15	51,5	4,10	10,5
19	67,4	6,63	9,3
23	87	10,12	7,3

$\theta_{\text{lab}}^{\circ}$ est l'angle d'émission du d^{*} pour la réaction $d + p \rightarrow d^{*} + p$
 $E_{\text{d}}^{\text{incident}} = 27,5 \text{ MeV}$

TABLEAU I. 2

$\theta_{\text{lab}}^{\circ}$	$\theta_{\text{CM}}^{\circ}$	$E_{\text{p}}^{\text{recul}}$	$\frac{E_{\text{p}}}{E_{\text{n}}}$ du d^{*}
8	163	1	5,1
16	145,5	1,7	4,75
24	128	1,8	4,23
30	114	3,8	3,72

TABLEAU I. 3

b) Le pic correspondant à l'IEF $n-p$ est placé dans une région où le facteur d'espace de phase varie très peu.

c) Les conditions d'observations du mécanisme séquentiel aboutissant à l'IEF sont meilleures :

- l'amplification cinématique que l'on peut définir comme le rapport $\Delta E_{\text{s}} / \Delta E_{\text{int}}$ est plus importante (ΔE_{s} est la variation de l'énergie de la particule observée dans le laboratoire le long de la cinématique T).

- les angles qui définissent la résonance dans le processus séquentiel (angle de production $\theta_{\text{d}^{*}\text{CM}}^{\circ}$ et angle de désintégration $\theta_{\text{CM}}^{\circ}$) varient plus lentement.

Ces conclusions, valables dans le cas de la réaction 3 nucléons ($p + d$), sont encore plus vraies dans le cas des autres réactions étudiées.

Toutes les mesures d'IEF ($n-p$) ont donc été faites en détectant le neutron et le proton colinéairement.

La figure (I. 4) nous montre un exemple de courbe cinématique pour $\theta_{\text{n}} = \theta_{\text{p}} = 18^{\circ}$ dans la réaction $d + p \rightarrow p + n + p$.

On a indiqué les courbes correspondant aux énergies internes des systèmes 3-4, 3-5, 4-5, et la variation du facteur de phase $P(E_3, \Omega_3, \Omega_4)$ en fonction de l'énergie E_3 du proton détecté.

L'énergie interne 3-4 passe par un minimum pour $E_{\text{n}} \simeq E_{\text{p}} \simeq 9,4 \text{ MeV}$. C'est dans cette région que doit se manifester l'IEF ($n-p$). Dans ce cas, le processus étudié est rela-

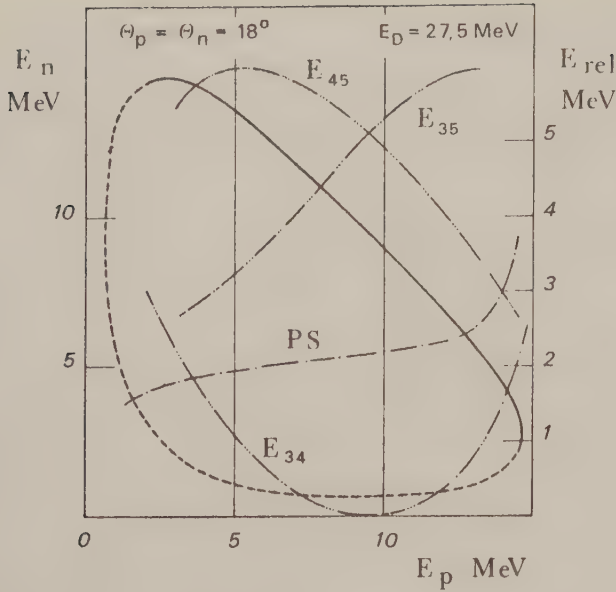


FIGURE I.4 - Cinématique de la réaction $d + p \rightarrow p + n + p$ à $\theta_p = \theta_n = 18^\circ$. On a représenté :

- a) la courbe cinématique avec en trait plein la partie utile
- b) la variation du facteur de phase (PS)
- c) les énergies relatives des systèmes 3-4 (n-p), 3-5 (p-p) et 4-5 (n-p)

tivement bien isolé cinématiquement. Il n'en n'est pas de même dans tous les cas. La figure (I. 5) nous fournit un autre exemple, où les énergies internes des systèmes 3-5 et 4-5 passent par des énergies de résonance de ces mêmes systèmes. Les positions relatives des différents états d'excitation varient lorsque l'un des angles de détection se déplace. Ceci s'observe sur la figure (I. 6) qui localise les régions cinématiques intéressantes dans le plan (E_3, θ_4) pour un angle θ_3 fixe.

Les différentes courbes de niveau correspondent à des zones d'égal moment transféré ou à des zones d'égale énergie interne. A cause de la possibilité d'interférence entre les différents mécanismes, on conçoit très bien la complexité du spectre observé dans cet exemple.

Sur la figure (I. 5), les points marqués "Spect 3" ou "Spect 4" indiquent le minimum du moment transféré aux particules 3 ou 4. Ils peuvent être le lieu de maxima de section efficace dans le cas de diffusion quasi-élastique.

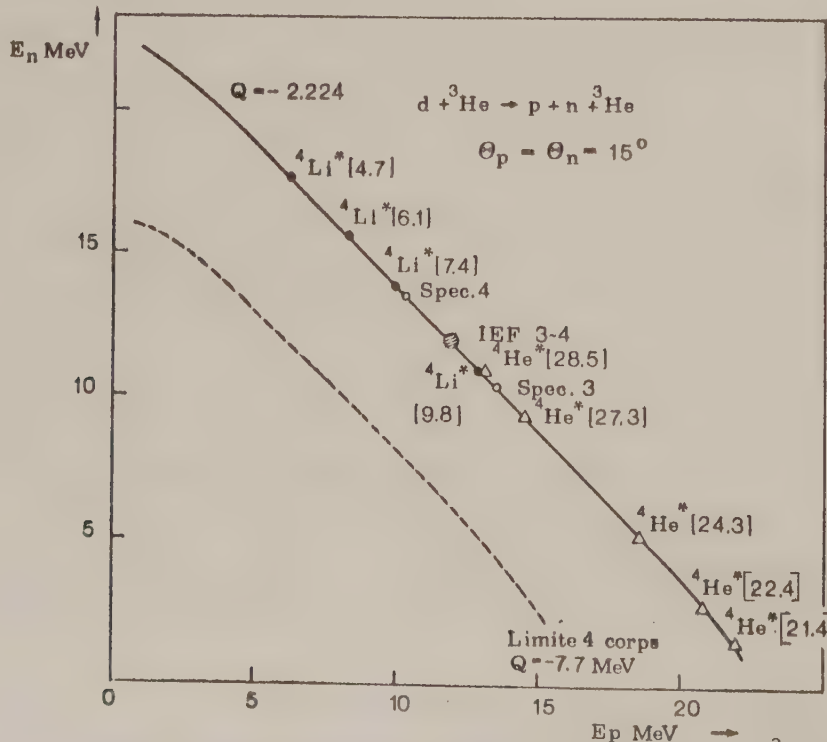


FIGURE I.5 - Exemple de courbe cinématique pour la réaction $d + {}^3\text{He} \rightarrow p + n + {}^3\text{He}$. Entre crochets : les énergies en MeV des niveaux excités des systèmes intermédiaires.

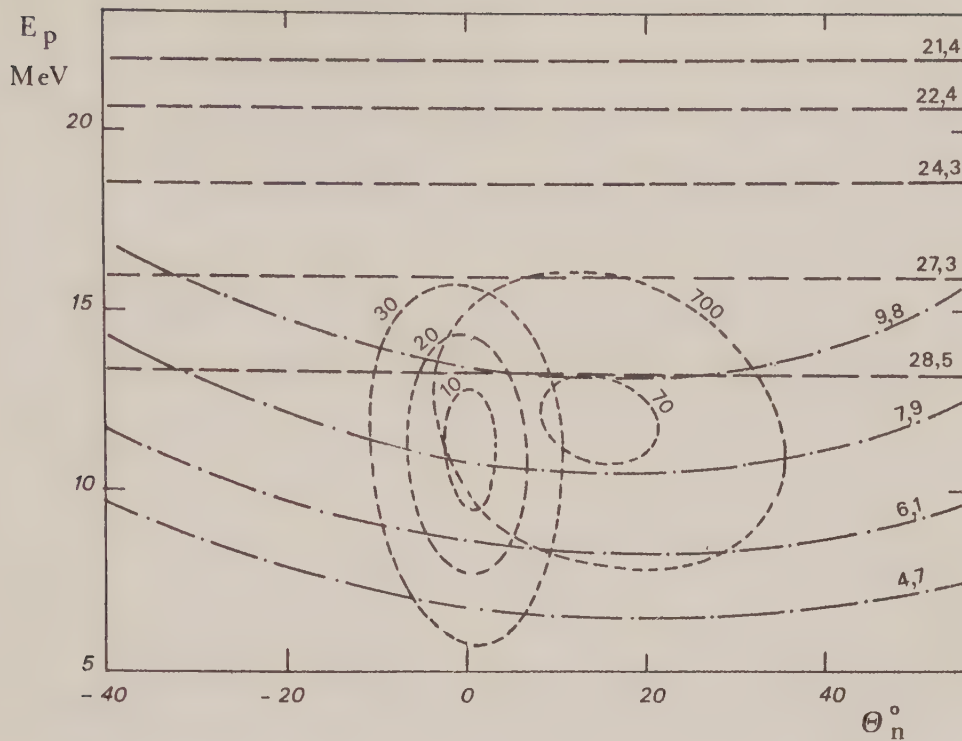


FIGURE 1.6 - Localisation dans le plan (E_3, θ_4) des différents mécanismes séquentiels dans $d + {}^3\text{He} \rightarrow p + n + {}^3\text{He}$ pour $\theta_3 = 15^\circ$.
 ——— niveaux ${}^4\text{He}$; ——— niveaux ${}^4\text{Li}$. Sont indiquées les lignes d'égale énergie interne : 70 keV et 700 keV pour 3-4 et les lignes d'iso-transfert au neutron incident 10, 20 et 30 MeV/c.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'ensemble du dispositif expérimental est représenté figure (II.1). La figure (II.2) montre plus précisément la chambre de réaction et les systèmes de détection des particules dans la voie de sortie. Le proton et le neutron émis sont détectés en coïncidence, le premier par un télescope à semiconducteur $E - \Delta E$, le second par un scintillateur. Les paramètres déterminés sont θ_p , φ_p , θ_n , φ_n , E_p et τ_n le temps de vol du neutron.

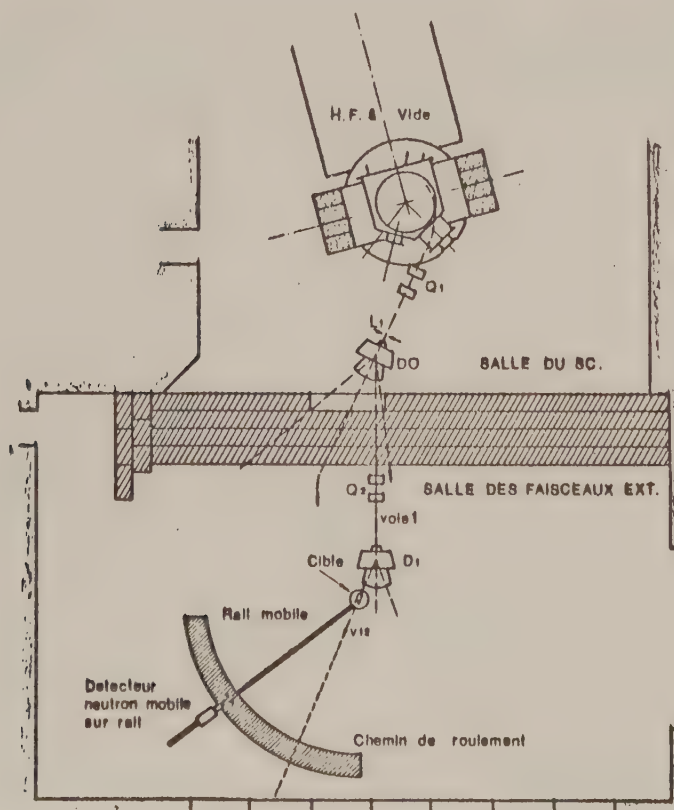


FIGURE II.1 - Disposition générale de l'expérience

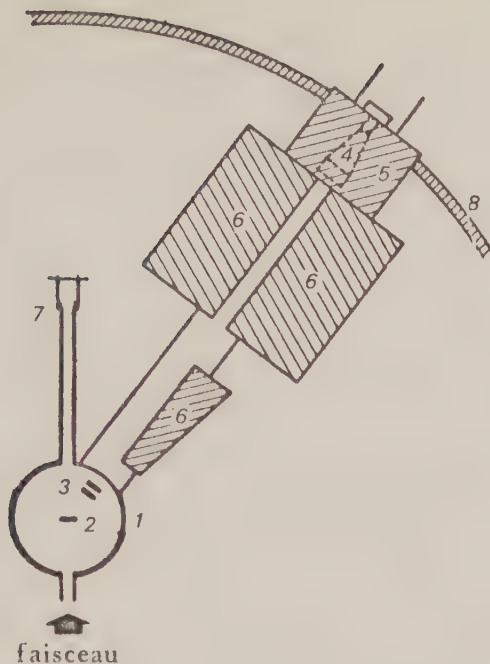


FIGURE II. 2 - Schéma du dispositif expérimental.

- 1 Chambre à réaction avec fenêtre 2/10mm en laiton
- 2 Cible
- 3 Télescope semiconducteur
- 4 Compteur neutron
- 5 Paraffine
- 6 Béton et fonte
- 7 Cylindre de Faraday
- 8 Chemin de roulement du bras neutron

II. 1 - LE FAISCEAU

Les protons et deutons nécessaires aux expériences sont fournis par le synchrocyclotron de l'Université de Lyon. Le faisceau extrait est focalisé par un groupe de lentilles quadrupolaires, puis collimaté au point focal par un ensemble de lèvres horizontales et verticales L 1. Après passage par deux aimants de déviation D 0 et D 1, le faisceau est focalisé sur la cible par les quadrupoles horizontal et vertical Q 2. Ses dimensions spatiales sont alors 10 x 5 mm et la résolution en énergie de 2% (soit 600 keV environ pour les deutons, 250 keV pour les protons). Le faisceau, après traversée de la chambre, est arrêté dans un cylindre de Faraday, placé 1 m. après la fenêtre de sortie de la chambre. L'énergie moyenne obtenue est de 27,5 MeV pour les deutons et de 13,5 MeV pour les protons (obtenu par accélération de molécules HH^+).

En tenant compte de la structure macroscopique (paquets de 30 μs , période 500 μs) et des sous-structures existantes⁽²⁷⁾, le temps d'occupation du faisceau est de l'ordre du % (duty-cycle DC). Le taux de coïncidences fortuites par unité de temps est de :

$$N = \frac{\mu_1 \mu_2 T}{\text{DC}}$$

où μ_1 et μ_2 sont les taux de comptage sur les deux voies et T la largeur de la porte de coïncidences.

Avec des valeurs pour μ_1 et μ_2 de 10^3 cp/s et une porte de 60 ns, N atteint déjà 6 cp/s. Dans ces conditions avec des taux de comptage vrais, inférieurs au cp/s, les problèmes de fond sont très importants. Pour diminuer N un blindage très soigné du détecteur neutron a été réalisé (voir figure II. 2) et l'intensité utilisée n'a jamais été supérieure à 0,5 nA.

L'utilisation d'une coupure du programme principal de fréquence au moment de l'extraction des particules, d'une durée de 60 μs , nous a permis d'augmenter DC d'un facteur 2 environ. Un photomultiplicateur placé derrière le cylindre de Faraday permettait la visualisation de la structure en temps pendant l'expérience et donc un réglage optimum de la phase de coupure.

Toujours à cause du problème des fortuites, aucun diaphragme n'était toléré à l'intérieur de la chambre et le faisceau était positionné sur l'axe par photographies. Enfin, pour les mesures en deutons de 24,8 MeV à 19,2 MeV, des absorbants d'aluminium, placés au point L, permettaient la dégradation de l'énergie incidente.

II. 2 - CHAMBRE A REACTION. CIBLES

La chambre à réaction utilisée est en dural, de diamètre interne 60 cm., de hauteur 25 cm. La surface latérale est munie d'une fenêtre mince en laiton de 2/10 mm. d'épaisseur sur une ouverture de 100° .

A l'intérieur, un bras mobile, pivotant autour de l'axe de la chambre, supporte le télescope E - Δ E. Le repérage angulaire, au 1/3 de degré, s'effectue à l'aide d'un circuit imprimé. Le contrôle du zéro affiché est fait par des mesures de sections efficaces élastiques $d + p \rightarrow d + p$ à droite et à gauche du faisceau.

Trois cibles solides peuvent être disposées à l'intérieur de la chambre et placées sur le trajet du faisceau par télécommande. Les cibles utilisées ont été, en expérience $d + p$, des cibles de polyéthylène de 5 et 8 mg/cm², en expérience $p + d$, des cibles de polyéthylène deutéré de 4,4 et 6,9 mg/cm².

Dans le cas de $d + d$, pour éviter les réactions parasites sur le carbone des cibles solides, l'utilisation des cibles gazeuses a été nécessaire.

La figure (II. 3) représente le schéma du dispositif. Le gaz de la cible est refroidi par l'azote liquide contenu dans le cryostat (1) et mis en contact avec la cellule gazeuse, par l'intermédiaire d'une pièce conique en cuivre (2). La cellule communique par tube inox aux différentes réserves de gaz, placées extérieurement à la chambre à réaction (5).

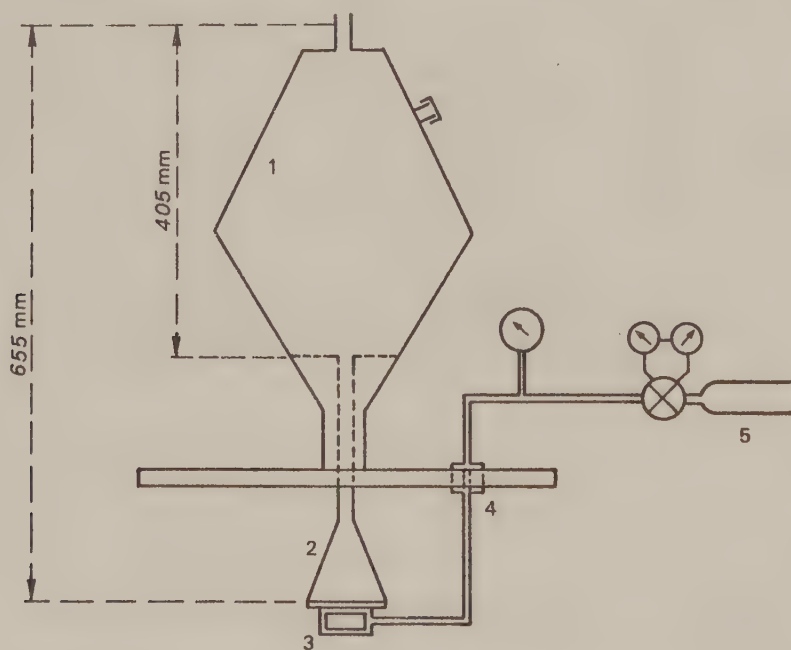


FIGURE II. 3 - La cible gazeuse refroidie

L'enceinte gazeuse (3) est un cylindre de 6 cm. de diamètre intérieur et de 3 cm de hauteur. Deux ouvertures latérales, recouvertes d'une feuille d'havar (8μ d'épaisseur), constituent les fenêtres.. Le gaz étant supposé parfait, l'épaisseur en g/cm² de gaz traversé par le faisceau est :

$$\rho = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \frac{N}{V_m} \cdot W \cdot A \cdot l$$

où :

W est la masse moléculaire en u. m. a.

V_m est le volume molaire

N le nombre d'Avogadro

$A = 1,66 \cdot 10^{-24}$ g

l est la longueur de la cible en cm.

On voit que le refroidissement à l'azote liquide ($T = 77^{\circ}\text{K}$) nous permet un gain de 3,8 environ en densité de gaz.

Avec une pression d'utilisation de 2,5 atmosphères, l'épaisseur traversée est de l'ordre de 10 mg/cm^2 pour le deutérium et de $7,5 \text{ mg/cm}^2$ pour ^3He . Des diaphragmes devant le télescope jonction limitent le volume utile de la cible et maintiennent la perte d'énergie des neutrons incidents à des valeurs inférieures à 200 keV.

Les cibles de ^6Li sont obtenues par laminage à partir de Li isotopiquement enrichi. L'épaisseur est de l'ordre de 6 mg/cm^2 .

II. 3 - MONITORAGE

A cause des faibles intensités utilisées, la durée de chaque point pouvait varier entre 5 et 15 heures. De bons monitorages étaient donc nécessaires. Trois ont été utilisés, séparément ou simultanément :

- d'une part, une mesure absolue du courant faisceau recueilli dans le cylindre de Faraday. L'intégration sur le temps se fait par un convertisseur tension-fréquence VIDAR 260 donnant un mégacycle à pleine échelle d'un pico-ampèremètre
- d'autre part, l'enregistrement sur une échelle, du contenu du pic de diffusion élastique $p + d$ ou $d + p$ à angle fixe (44° hors du plan horizontal)

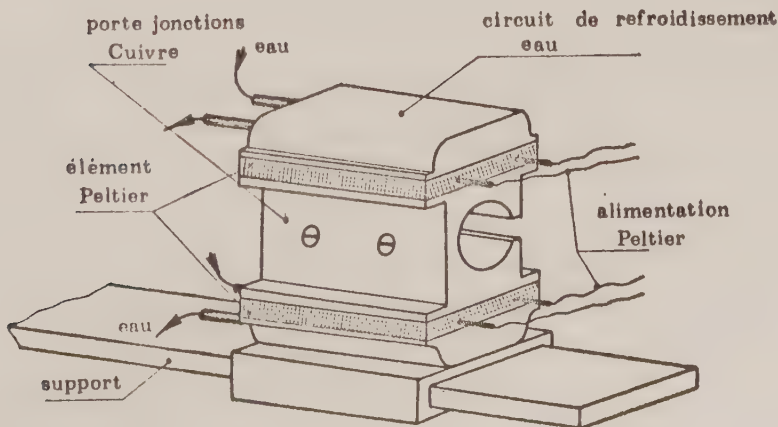


FIGURE II. 4 - Système de refroidissement du télescope E - ΔE

- enfin l'enregistrement de ce même pic de diffusion élastique, recueilli par la jonction E du télescope. Connaissant les sections efficaces différentielles de diffusion élastique nous pouvons remonter au produit :

$$N_3 = n_c n_i \Delta\Omega_3$$

où :

n_i : nombre de particules incidentes sur la cible pendant la mesure,

n_c : nombre d'atomes cibles/cm²

$\Delta\Omega_3$: angle solide du télescope jonction

II. 4 - DETECTEURS

II. 4. 1 - Détecteur particule chargée

La détection et l'identification des protons dans les expériences en deutons, se fait par un télescope à semiconducteur $E - \Delta E$, associé à une électronique du type Goulding.

L'identification est fondée sur la relation empirique parcours-énergie d'une particule dans un matériau :

$$R = a E^b$$

R parcours de la particule d'énergie E

a coefficient caractéristique de cette particule

b dépend du matériau et vaut pour le silicium environ 1, 73.

Choix de l'épaisseur des jonctions

Le choix du détecteur ΔE , résulte d'un compromis entre deux conditions contradictoires :

i) la nécessité d'une jonction suffisamment mince, afin d'abaisser la valeur inférieure de la plage en énergie des protons,

ii) la nécessité d'une jonction suffisamment épaisse, afin de permettre la séparation des paramètres d'identification, correspondant aux protons et aux deutons.

Le choix résulte également d'une troisième donnée, qui est l'incertitude en temps, sur l'information temporelle fournie par le détecteur. Cette information est utilisée comme "start" pour le système de temps de vol (voir discussion plus loin).

Le détecteur ΔE est un semiconducteur Si à barrière de surface de 200 μm . Ceci permet de couvrir une plage d'énergie protons de 5, 5 à 20 MeV.

La détecteur E est un semiconducteur du type silicium compensé au lithium, l'épaisseur utile est de 3 mm ce qui permet l'arrêt des protons les plus énergétiques du spectre.

Dans l'expérience $p + d$, l'énergie des protons détectés étant plus faible et les problèmes de fond moins importants, nous utilisons un seul détecteur à barrière de surface de 520 μm , capable d'arrêter les protons les plus énergétiques de la réaction $p + d \rightarrow p + n + p$. Par contre, une jonction de 400 μm est disposée à la place du détecteur E . Montée en anti-coïncidence, elle permet d'éliminer toutes les particules issues de la diffusion élastique.

Pour améliorer la stabilité et la résolution de la jonction E , le télescope est refroidi par effet Peltier (figure II. 4). La température atteinte par ce procédé est de l'ordre de -20°C, la résolution a été améliorée d'un facteur 2 environ, le bruit électronique d'un facteur 3,

et le courant inverse est de l'ordre du μA (au lieu de 30 à 50 μA pour une utilisation à température normale).

La distance centre de la cible - télescope est de 27 cm, l'angle solide limité par des diaphragmes, est de 0,7 msr.

II. 4.2 - Détecteur neutron

Dans l'expérience $d + p$ réalisée avec des deutons incidents, on a utilisé 4 éléments de scintillateurs NE 102 A alignés sur le trajet du neutron, soit un bloc total de $70 \times 40 \times 10$ cm. Chaque élément comporte aux deux extrémités un photomultiplicateur du type 56 AVP. On a pu ainsi compenser le décalage en temps du signal, par rapport à l'impact du neutron, de l'une à l'autre extrémité du scintillateur (4,5 ns), à l'aide d'un circuit électronique⁽²⁸⁾. Les différences de temps de vol entre chaque scintillateur sont également corrigées à l'aide de câbles retard (figure II. 5).

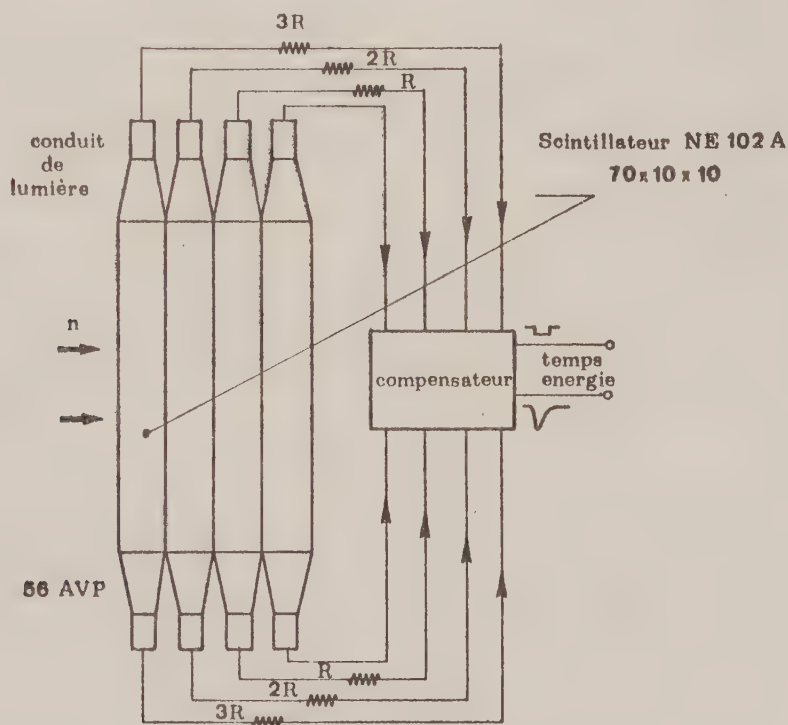


FIGURE II. 5 - Scintillateurs neutrons pour l'expérience $(d + p)$

A cause du grand volume de scintillation, le bruit de fond provenant des murs de la salle d'expérience, constitué de rayons γ et de neutrons ralentis, est très important. Il est nécessaire d'employer un niveau de discrimination assez élevé, de l'ordre de 5 MeV. Il est donc impossible d'utiliser ce système pour la détection de neutrons d'énergie comprise entre 3 et 8 MeV comme l'exigeait l'expérience $(p + d)$ (protons incidents sur CD^2). Un scintillateur NE 102 A, cylindrique, de diamètre 15 cm, d'épaisseur 10 cm a alors été employé. Associé à un photomultiplicateur XP 1041, ce système a été conservé pour les expériences $(d + d)$, $(d, {}^3\text{He})$, $(d + {}^4\text{He})$ et $(d + {}^6\text{Li})$.

Les distances de vol utilisées étaient de 3 m dans l'expérience $(d + p)$ et 2,70 m dans les autres cas. Elles ont été choisies en fonction des impératifs de taux de comptage et pour mettre hors de la bande d'énergie acceptée, les γ produits par le faisceau stoppé dans le cylindre de Faraday.

L'ensemble de détection est monté sur un bras mobile dont l'axe de rotation coïncide avec celui de la chambre. Le repérage angulaire se fait également par un circuit imprimé au $1/3$ de degré. Le zéro de la graduation est déterminé par corrélation $^3\text{He}-n$ dans la réaction $d(d, n)^3\text{He}$.

La résolution angulaire due à la dimension des détecteurs neutrons est de $0,9^\circ$ pour $(d+p)$ et $1,6^\circ$ ailleurs.

II. 5 - ELECTRONIQUE

Les figures (II. 6) et (II. 7) représentent le schéma de l'électronique pour les expériences deutons à 27,5 MeV et protons à 13,5 MeV. On peut distinguer :

- des chaînes analogiques proton et neutron
- un identificateur de type Goulding
- un système de temps de vol
- des circuits logiques
- une connexion avec un ordinateur CII 90.10

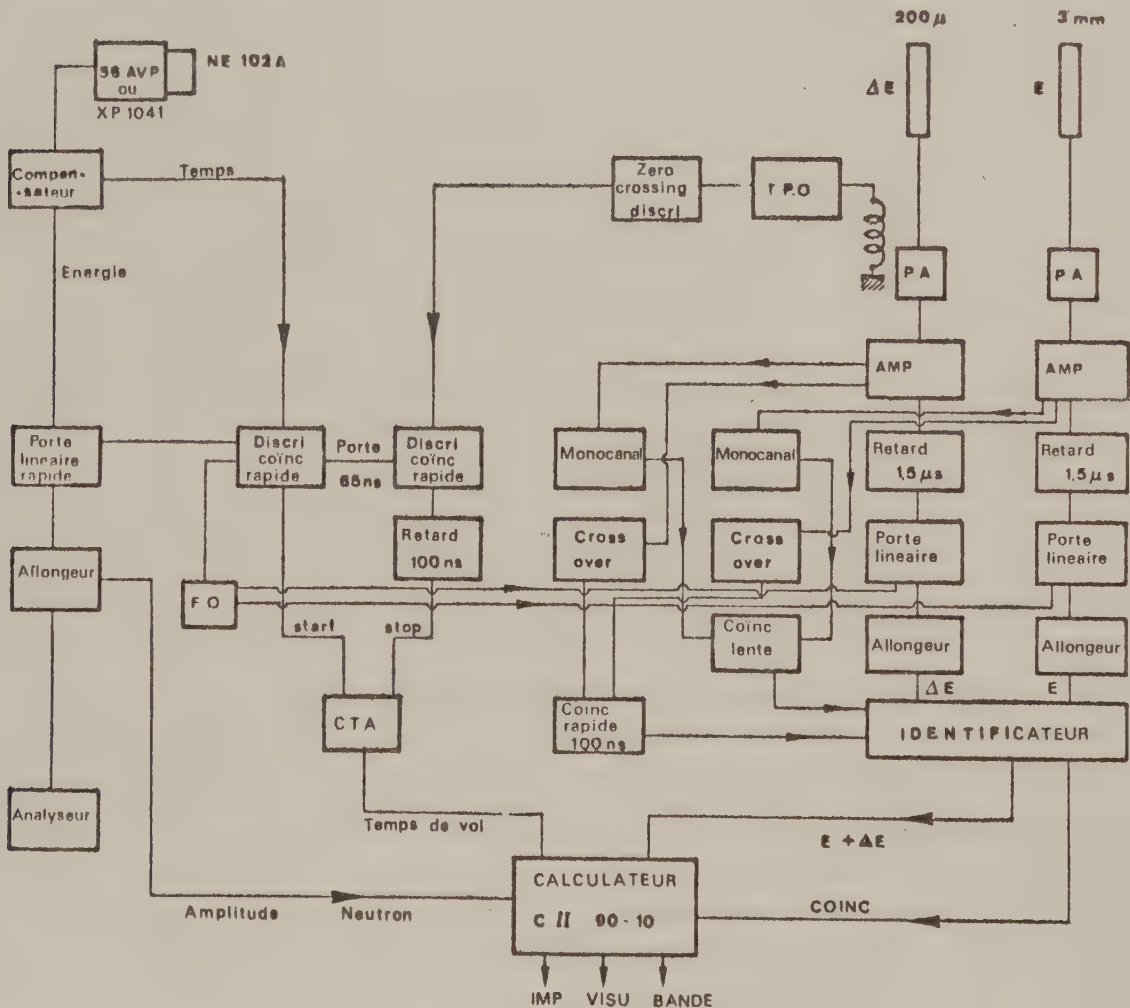


FIGURE II. 6 - Schéma électronique pour les expériences faites avec des deutons incidents de 27,5 MeV

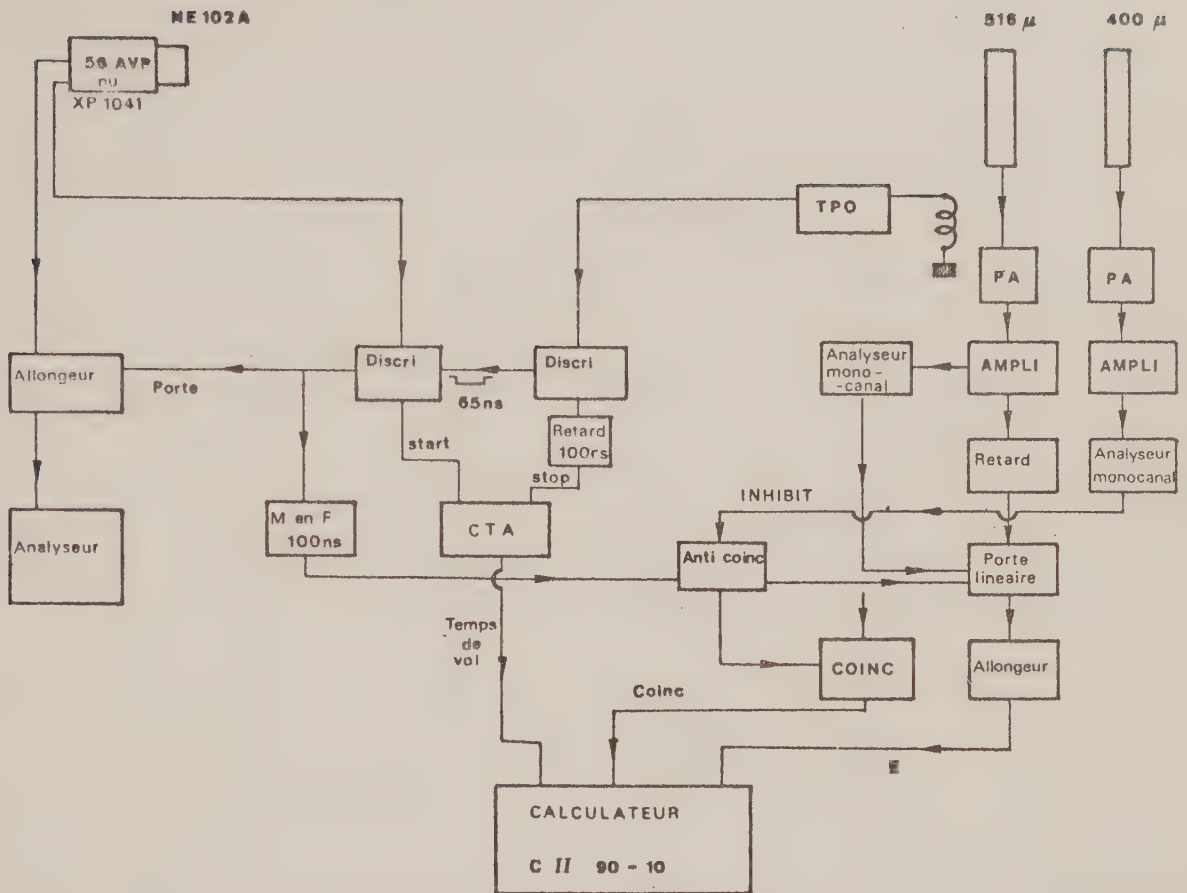


FIGURE II. 7 - Schéma électronique pour l'expérience faite avec des protons incidents de 13,5 MeV

II. 5. 1 - Chaînes analogiques

A chaque détecteur est associé un préamplificateur de charge, sur lequel est ménagé une entrée test à partir de laquelle un générateur d'impulsions permet de simuler les particules et d'effectuer la plupart des réglages de dynamique et de gain. Les préamplificateurs sont placés à l'extérieur de la chambre et reliés au reste de l'électronique par des câbles de liaison de 30 m. environ. La pente de conversion, obtenue par réglage de la capacité de contre-réaction, est de l'ordre de 20 mV par MeV. Après formation et amplification, les impulsions passent par des portes linéaires et par une nouvelle mise en forme de 3 μs, avant d'attaquer l'identificateur.

Dans les deux expériences, soit à partir du circuit compensateur, soit directement à partir de l'impulsion dynode du photomultiplicateur, une chaîne spectrométrique neutron permet l'enregistrement du spectre d'amplitude, ce qui rend possible en particulier, le contrôle du seuil de discrimination pendant l'expérience.

II. 5. 2 - L'identificateur

Du type Goulding, il génère de manière analogique le paramètre d'identification :

$$\frac{T}{a} = (E + \Delta E)^{1,73} - E^{1,73}$$

propre à chaque particule.

La figure (II. 8) représente un exemple de spectre d'identification.

Un sélecteur monocanal permet de choisir parmi le spectre T/a , les valeurs qui correspondent aux protons. Le signal issu de ce monocanal ouvre une porte sur la voie spectrométrique fournissant la somme $E + \Delta E$.

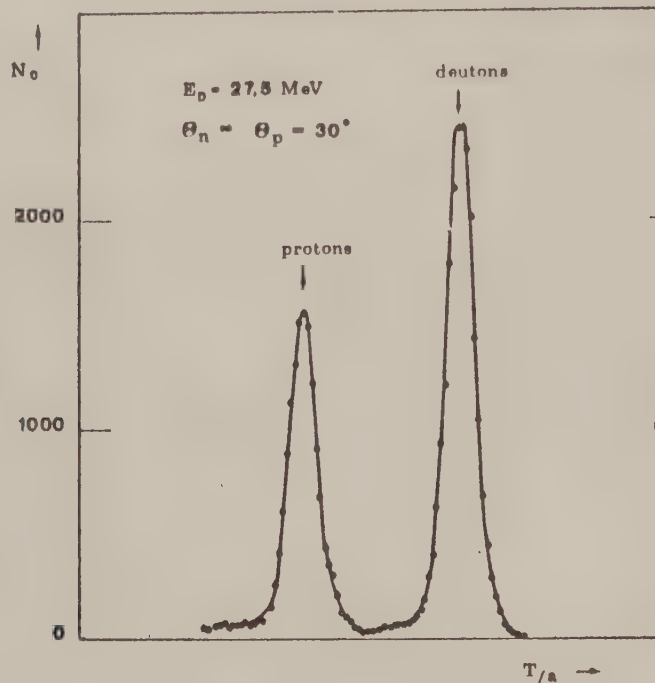


FIGURE II. 8 - Exemple de spectre d'identification obtenu dans l'expérience (d + p)

II. 5. 3 - Temps de vol

L'instant initial d'émission du neutron est fourni par le passage du proton dans la jonction ΔE . Une prise de temps placée avant le préamplificateur de charge prélève l'impulsion fournie par le détecteur. Après amplification et discrimination, le signal ouvre une porte de 65 ns sur la voie neutron, avant d'attaquer le convertisseur temps-amplitude.

Dans l'expérience (d + p), la sortie "temps" du compensateur délivre un signal mis en forme, en phase avec l'impact du neutron dans le scintillateur. Ce signal est positionné en temps, à égale distance entre le signal provenant du photomultiplicateur haut et le signal du bas. L'ensemble a une résolution électronique de l'ordre de $1,5 \text{ ns}^{(29)}$.

Cependant, lorsque l'énergie moyenne neutron baisse, la compensation entre les différents scintillateurs est plus difficile à réaliser pour l'ensemble de la plage d'énergie et la résolution en temps se dégrade. Ceci, ajouté aux problèmes de fond déjà signalés, nous a fait adopter le 2ème détecteur neutron, avec lequel, un discriminateur, dont le déclenchement est à fraction constante de l'amplitude (CFPHT) est employé pour la définition du temps d'impact du neutron.

Les signaux "start" et "stop" sont inversés après le passage par la porte 65 ns. Ceci a pour but la diminution du temps mort au niveau du convertisseur temps-amplitude. En effet, pour chaque signal "start" valide, le convertisseur reste bloqué pendant $10 \mu\text{s}$ pour la bande de conversion utilisée (100 ns).

II. 5. 4 - Résolution en temps

Nous discuterons les causes principales qui contribuent à la résolution d'un système de temps de vol jonction-scintillateur, en particulier dans le cas du second détecteur, les caractéristiques propres au premier ayant été discutées par ailleurs⁽²⁹⁾.

Trois facteurs interviennent de façon importante, les autres (différence de temps de transit bord-centre du scintillateur, résolution électronique, etc ...) jouant un rôle secondaire. Ce sont :

- l'épaisseur du détecteur neutron,
- la variation de la définition de l'instant de détection, due à la dynamique sur la voie neutron,
- la résolution en temps du détecteur à barrière de surface.

Le tableau suivant résume pour une épaisseur de scintillateur de 10 cm, la variation du temps d'impact en fonction de l'énergie neutron incidente.

Energie incidente (MeV)	Δt (ns)
5	3, 2
10	2, 3
15	1, 9
20	1, 6
30	1, 35

Le seul moyen d'amélioration est l'accroissement de la distance de vol mais on est évidemment limité par les problèmes de taux de comptage.

Les distances de vol utilisées dans l'expérience varient entre 2, 70 m. et 4 m. ce qui, dans le moins bon des cas, correspond à une résolution de 3, 5 %.

Sur la voie neutron, l'effet de "walk" (incertitude en temps introduite par les variations d'amplitude) est important à cause de la grande dynamique employée (de 10 à 20). La figure (II. 9 a) nous montre cet effet (pour les neutrons de 14 MeV de la réaction $D(d, n)^3\text{He}$) obtenu par une simple discrimination sur le front avant de l'impulsion. Le temps de vol et l'énergie laissée par le neutron dans le détecteur sont enregistrés en spectre bi-dimensionnel 256 x 256. On voit que l'effet est important, surtout dans le voisinage du seuil de discrimination vers les basses amplitudes.

Pour pallier ces inconvénients, deux méthodes ont été successivement utilisées :

1/ Pour supprimer l'effet au voisinage du seuil, on utilise deux discriminateurs, l'un juste au-dessus du niveau de bruit, il sert à la définition de l'instant "stop", l'autre à un niveau supérieur définissant le seuil de discrimination en énergie par l'intermédiaire d'une porte. La figure (II. 9. b) nous montre le résultat obtenu. Il existe alors une corrélation linéaire entre l'amplitude neutron et le temps de vol neutron. Il ne reste plus alors qu'à corriger celui-ci d'une quantité proportionnelle à l'amplitude correspondante. Le résultat obtenu est la figure (II. 9 c). La correction est réalisée avec la calculatrice CII 90. 10, soit en ligne, soit en temps différé. L'effet de "walk" est entièrement corrigé, la résolution est alors optimum.

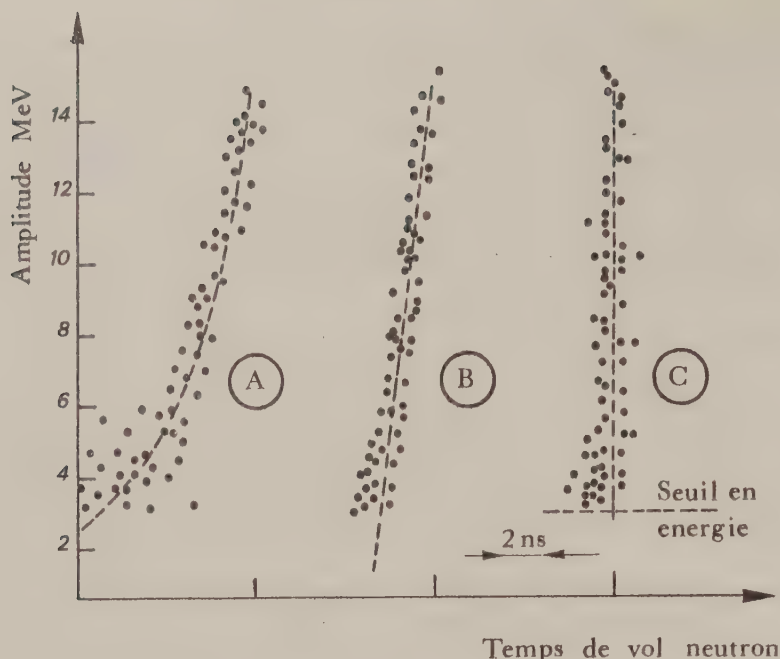


FIGURE II.9 - Corrélation amplitude neutron - temps de vol, mesurée pour les neutrons mono-énergétiques de 14 MeV de la réaction $d(d, n)^3\text{He}$.

- a) avec un seul discriminateur "leading edge"
- b) avec un système de double discrimination
- c) après correction à la calculatrice

2/ Cette méthode étant assez lourde, un autre système imaginé par Gledcke et Mac Donald (37) et mis au point au laboratoire par P. Sahuc, a été utilisé. Il consiste à produire des impulsions bipolaires dont le passage à zéro est indépendant de leur amplitude. La figure (II. 10) nous montre les différentes étapes de la méthode.

- a) Impulsion I_1 provenant de l'anode, d'amplitude V_1
- b) Impulsion I_2 obtenue en inversant et en atténuant de telle façon que l'amplitude soit $V_2 = a V_1$, égale à l'amplitude V_S au point de phase choisi pour donner l'instant de référence,
- c) Impulsion bipolaire obtenue en additionnant I_1 et I_2 ; on obtient un passage à zéro de l'impulsion au temps t_0
- d) Plusieurs impulsions d'amplitude différente : on obtient le même instant de passage à zéro ; il y a correction de l'effet d'amplitude,
- e) L'impulsion bipolaire attaque un discriminateur qui fournit l'information "stop".

Un seuil sur le front avant de l'impulsion fournit une discrimination en énergie et par ouverture d'une porte, permet l'ensemble des étapes précédentes.

Ce système supprime l'effet de "walk" pour une grande dynamique et permet le déclenchement à un point de phase optimum pour l'ensemble de la bande en énergie (déclenchement à 15 % de la hauteur maximum de l'impulsion)

L'incertitude en temps introduite par le détecteur proton sur l'instant "start" peut s'écrire :

$$\delta t = \frac{N}{dV / dt}$$

N est le niveau du bruit ; dV/dt la dérivé par rapport au temps de la hauteur d'impulsion :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_m}{\tau}$$

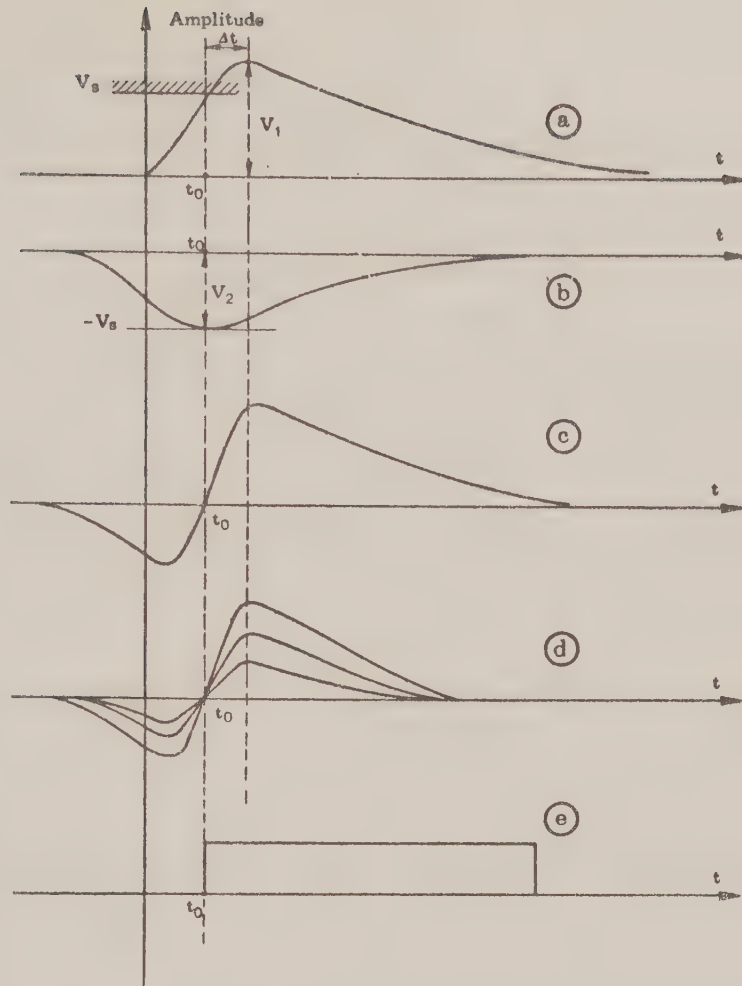


FIGURE II.10 - Système de compensation en temps en fonction de l'amplitude de l'impulsion.

où τ est le temps de montée et V_m la hauteur de l'impulsion à la sortie du détecteur :

$$V_m = \frac{Q}{C} \propto \frac{\delta E}{C_D + C_a}$$

Q : charge totale collectée, proportionnelle à la perte d'énergie δE dans la jonction,

C_D : capacité du détecteur

C_a : capacité parasite.

Pour un détecteur complètement déserté d'épaisseur "d"

$$\tau = \frac{d}{\mu_e E} = \frac{d^2}{\mu_e V_B}$$

μ_e est la mobilité des électrons,

V_B la tension de polarisation

d'où finalement, la formule donnant la résolution :

$$\delta t \propto N \frac{d^2 (C_D + C_a)}{\mu_e V_B \delta E} \quad (\text{II. 1})$$

Cette relation permet de faire quelques remarques :

i) la résolution est inversement proportionnelle à la tension de polarisation V_B utilisée, d'où l'intérêt à survolter légèrement la jonction,

ii) On peut rendre $\delta t'$ plus petit en refroidissant le télescope, par effet Peltier par exemple (diminution du bruit et accroissement de la mobilité).

Si on calcule la formule (II. 1) pour les différents détecteurs disponibles, δt passe par un minimum pour une épaisseur ΔE de 200 μ . Compte-tenu aussi des nécessités de l'identification, c'est cette dernière jonction qui a été utilisée.

L'effet dû à la dynamique sur la voie proton peut également être important. Dans notre cas, nous formons le spectre bi-dimensionnel, amplitude proton-temps de vol neutron ; le seul effet de la dynamique est le déplacement de la cinématique par rapport à la courbe calculée. Le même résultat est obtenu par l'effet de temps de vol du proton. Comme l'énergie proton est corrélée à l'énergie neutron, on peut aisément en tenir compte.

II. 5. 5 - Coïncidences fortuites

La figure (II. 11) nous montre le dispositif utilisé pour l'enregistrement du spectre de coïncidences fortuites. Quoiqu'en général le taux de celles-ci ait été réduit au maximum, pour qu'une évaluation, d'après la quantité de coups en dehors de la ligne cinématique, soit suffisante, il est intéressant, en particulier lorsque l'on veut étudier des mécanismes à 4 corps et plus, (qui se situent à l'intérieur de la cinématique 3 corps) d'avoir, avec le spectre bi-dimensionnel vrai, le spectre bi-dimensionnel fortuit. Pour cela, un retard, égal à un cycle haute fréquence de l'accélérateur (92 ns) est introduit sur une deuxième voie issue du détecteur neutron.

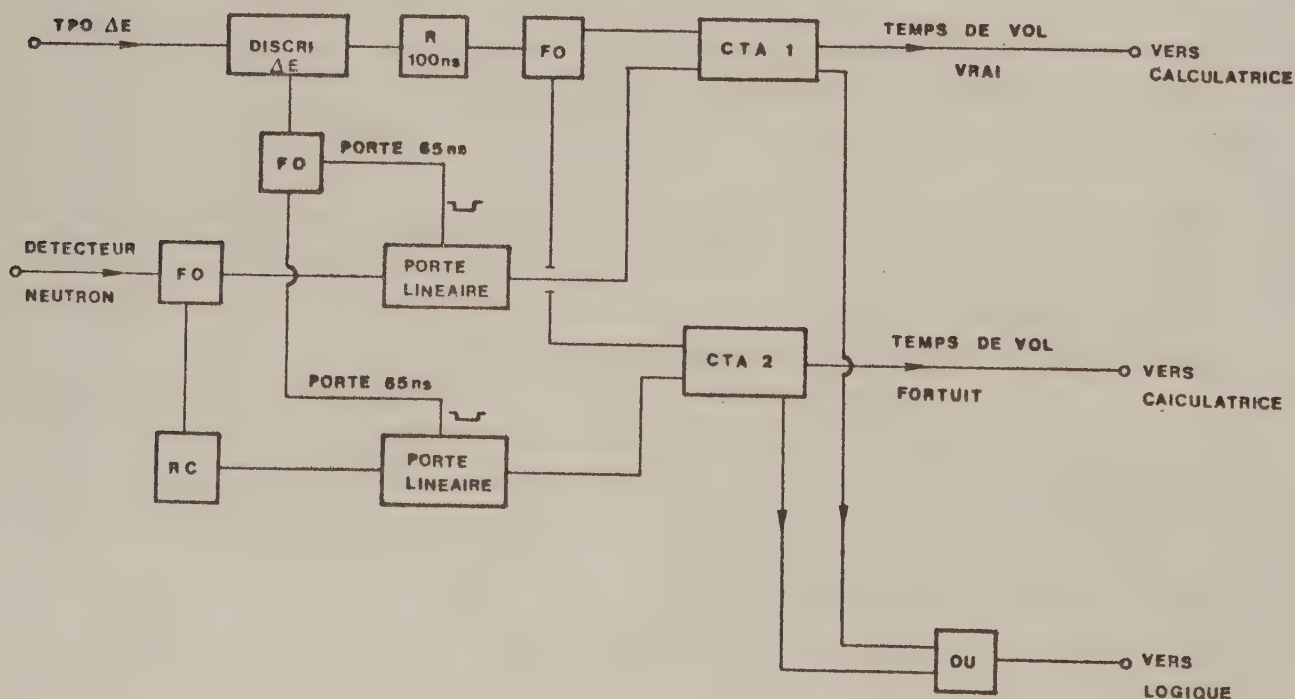


FIGURE II. 11 - Schéma électronique de l'enregistrement du spectre de coïncidences fortuites

Une impulsion, provenant du paquet de deutons précédent, y est alors en coïncidence avec l'information "stop" ΔE , et un temps de vol est réalisé à l'aide d'un deuxième convertisseur temps-amplitude. Un spectre bi-dimensionnel, énergie particule chargée - temps de vol fortuit, est alors formé à la calculatrice et peut être comparé directement avec le spectre bi-dimensionnel vrai.

Ceci suppose que deux paquets consécutifs de deutons ont la même intensité, ce qui a été grossièrement vérifié.

II. 5. 6 - Circuits logiques

Ils ont pour rôle de fournir à l'identificateur les signaux dont celui-ci a besoin et de réaliser une coïncidence proton-neutron.

Deux impulsions sont nécessaires à l'identificateur :

- un signal de coïncidences "lentes" entre les deux voies E et ΔE . Ce signal provient de monocanaux qui permettent de limiter la dynamique des particules chargées.
- Un signal de coïncidences "rapides" qui déclenche la séquence temps de l'identificateur. Le circuit de coïncidence a un temps de résolution de 70 ns. Les signaux sont obtenus par la méthode du "cross-over" à partir des impulsions bipolaires fournies par les amplificateurs.

La coïncidence proton-neutron réalisée à partir d'un signal issu de la partie temps de vol, est elle-même en coïncidence après mise en forme, avec les signaux issus des monocanaux. Ceci a pour but de diminuer le taux de comptage au niveau de l'identificateur.

Dans l'expérience ($p + d$), la deuxième jonction a pour unique but l'élimination des particules traversant la première jonction. A cet effet, l'impulsion après passage par un monocanal, attaque en anti-coïncidence la coïncidence neutron-proton.

II. 5. 7 - Acquisition des données

Elle est assurée par l'ordinateur CII 90.10. Les signaux analogiques (temps de vol vrai et fortuit - énergie proton - amplitude détecteur neutron) après une mise en forme de 30 μs , sont envoyés dans un multiplexeur. Ce dernier les stocke sur des capacités mémoires et les redistribue séquentiellement à un seul convertisseur analogique digital. Ceci afin d'éviter différentes pentes de conversion dans l'hypothèse où chaque voie serait associée à un convertisseur.

Nous disposons de 2048 emplacements de mémoires pour contenir les spectres soit :

- 4 spectres de 256 canaux
- 2 spectres biparamétriques 32×32 (correspondant aux spectres vrai et fortuit).

L'ordinateur comporte une mémoire tampon à 2 blocs, l'un chargé de l'acquisition, l'autre s'occupant du traitement des données. Le basculement d'une zone à l'autre s'effectue tous les 128 événements. Les périphériques utilisés sont l'unité de bande magnétique (historique de l'expérience), l'imprimante et l'unité de visualisation (contrôle en cours d'expérience).

II. 6 - REGLAGES ET ETALONNAGES DE L'ELECTRONIQUE

Lorsque l'identificateur est utilisé, l'identité des gains, entre les détecteurs ΔE et E , doit être réalisée de manière aussi précise que possible. Ceci est obtenu en plaçant successivement une source de Th (α de 6,06 MeV et 8,78 MeV) devant les deux jonctions. Ce procédé nous permet, en même temps, d'étalonner la voie particule chargée. Compte-tenu de la

bande en énergie acceptée, on règle ensuite le niveau des seuils de discrimination sur les voies lentes et rapides (seuils des monocanals sur les voies ΔE et E , seuil ΔE voie rapide). Ce réglage est effectué à l'aide d'un générateur d'impulsions simulant les particules au niveau des pré-amplificateurs. Les protons de la réaction $(d + p) \rightarrow (d + p)$ ont été également employés.

Le seuil de discrimination sur la voie neutron est fixé et contrôlé à l'aide de sources γ (Cs - Mn - Co).

La réaction $d(d, n)^3\text{He}$ a été largement employée et s'avère fort utile. Elle nous fournit des neutrons monoénergétiques de 8 MeV à 20 MeV suivant les angles de coïncidences $^3\text{He} - n$. Ceci nous permet :

- de faire les différents réglages en temps entre les voies proton et neutron,
- d'étalonner en énergie l'axe des temps de vol,
- de mesurer la résolution en temps du dispositif de temps de vol,
- de déterminer l'efficacité de détection des compteurs neutrons (chapitre IV),
- d'étalonner en MeV le spectre des amplitudes dans le détecteur neutron.

La valeur du gain sur les chaînes ΔE et E est vérifiée régulièrement en cours d'expérience à l'aide du générateur et il n'y a jamais eu de dérive notable. Par contre, les gains sur la voie neutron sont beaucoup plus susceptibles de modification (en particulier pour les gros scintillateurs). Nous disposons d'un contrôle de gain avec le spectre d'amplitude neutron. Toute dérive est compensée en agissant sur la haute tension des photomultiplicateurs.

CHAPITRE III

ANALYSE DE L'INTERACTION DANS L'ETAT FINAL
DANS LES REACTIONS A PEU DE NUCLEONS

Les travaux théoriques sur les problèmes à 3 corps ont toujours suivis deux voies différentes. La première s'est développée très tôt et a été la seule utilisée pendant très longtemps : approximation de Born, calcul variationnel, approximation d'impulsion. L'interaction 2 corps est très exactement traitée mais les aspects trois corps du problème sont délibérément ignorés. La seconde est apparue vers 1965 à partir des travaux de Faddeev⁽⁴⁵⁾ et séparément d'Amado et al.⁽⁴⁶⁾. Les effets 3 corps sont alors exactement pris en compte mais la résolution pratique du problème ne se fait qu'au prix de sacrifices importants sur l'interaction 2 corps. Les succès obtenus dans l'analyse des résultats expérimentaux ont fait que la méthode s'est très rapidement imposée auprès des théoriciens : cependant, la complexité des calculs a rendu les résultats très particularisés et jusqu'à ces dernières années peu utilisables sur le plan pratique par les expérimentateurs, ce qui explique l'emploi toujours important des premières méthodes.

Nous retrouverons les deux aspects du problème dans ce qui suit :

- les modèles simples, de Watson-Migdal et de Phillips, Griffy et Biedenharn pour l'interaction dans l'état final, de l'approximation d'impulsion pour la diffusion quasi-élastique, qui appartiennent à la première catégorie
- les calculs d'Ebenhöh du M. P. I. d'Heidelberg qui résolvent exactement les équations intégrales 3 corps dans l'approximation séparable et qui de ce fait se classent dans la seconde catégorie.

La comparaison de ces analyses avec nos résultats expérimentaux est exposée dans le chapitre IV.

III. 1 - EQUATIONS DE FADDEEV ET METHODE DE RESOLUTION D'EBENHÖH POUR LE BREAK-UP DU DEUTON

III. 1. 1 - Inadéquation de l'équation de Lippmann-Schwinger et Equation de Faddeev

Comme dans le problème à 2 corps, on peut dériver une équation de Lippmann-Schwinger (L S) pour le problème à 3 corps. Rappelons que celle-ci rend compte à la fois de l'équation de Schrödinger et des conditions aux limites de la diffusion. Si, dans le cas deux corps, la résolution de l'équation est assez simple et conduit rapidement à des résultats,

l'équation L. S. 3 corps a de très mauvaises propriétés qui la rendent inapplicable. Ceci peut s'exprimer de diverses façons, mais toutes les difficultés proviennent du noyau L. S. qui dans le cas 3 corps n'est pas du type de Hilbert-Schmidt. Les méthodes de Fredholm pour la résolution habituelle des équations intégrales ne peuvent plus être employées.

On note les particules 1, 2, 3 et l'interaction entre 2 et 3 par exemple, soit V_{23} , soit V_1 .

L'équation L. S. s'écrit :

$$T = V - V G_0 T \quad (\text{III. 1})$$

ou V est la somme des interactions 2 corps :

$$V = V_1 + V_2 + V_3$$

G_0 est l'opérateur libre de Green à 3 particules :

$$G_0 = (E - H_0)^{-1}$$

avec :

$$H_0 = \sum_{i=1}^3 \frac{p_i^2}{2m_i}$$

On a de même l'équation L. S. pour l'opérateur de Green total :

$$G = G_0 + G_0 V G \quad (\text{III. 2})$$

Les éléments de matrice du noyau $K = G_0 V$ sont pris entre des états à trois particules.

On trouve en introduisant les variables : $\vec{P} = \sum_i \vec{P}_i$; $\vec{P}' = \sum_i \vec{P}'_i$; $\vec{p}_{ij} = (\frac{\vec{P}_i}{m_i} - \frac{\vec{P}_j}{m_j}) \mu_{ij}$;

$$\begin{aligned} \langle \vec{P}_1 \vec{P}_2 \vec{P}_3 | K(E) | \vec{P}'_1 \vec{P}'_2 \vec{P}'_3 \rangle = & \frac{\delta(\vec{P} - \vec{P}')}{E - \sum_i p_i^2 / 2m_i} \left\{ \delta(\vec{P}_3 - \vec{P}'_3) \langle \vec{p}_{12} | v_{12} | \vec{p}'_{12} \rangle \right. \\ & \left. + \delta(\vec{P}_1 - \vec{P}'_1) \langle \vec{p}_{23} | v_{23} | \vec{p}'_{23} \rangle + \delta(\vec{P}_2 - \vec{P}'_2) \langle \vec{p}_{13} | v_{13} | \vec{p}'_{13} \rangle \right\} \end{aligned}$$

La fonction $\delta(\vec{P} - \vec{P}')$ provenant de la loi de conservation peut s'éliminer par mise en facteur dans l'équation initiale de L-S. Il en est de même pour $\delta(\vec{P}_3 - \vec{P}'_3)$ si $V_{23} = V_{13} = 0$. Le noyau sera L^2 (du type de Hilbert-Schmidt) si l'interaction à 2 corps restante V_{12} a un noyau L^2 . Cependant si l'une ou les deux interactions V_{23} et V_{13} ne sont pas nulles, il reste dans l'intégrale des termes $\delta^2(\vec{P}_i - \vec{P}'_i)$ et le noyau n'est plus L^2 .

Ce problème est lié à la connexité. On peut formellement itérer l'équation de L. S. sous la forme :

$$T = V - V G_0 V + V G_0 V G_0 V \dots$$

et interpréter le résultat de manière graphique. La matrice pourra être écrite comme une somme de diverses contributions, chacune étant associée à un graphe bien déterminé.

Dans le cas de trois particules apparaissent des graphes non connexes où une des particules (par exemple 3) n'interagit pas. Ces termes vont contenir des fonctions δ et vont rendre non compact le noyau L-S.

Faddeev a résolu le problème en proposant une décomposition linéaire de la matrice de transition. De façon formelle on a :

$$T(z) = T_1(z) + T_2(z) + T_3(z)$$

Les T_i sont solutions des équations intégrales couplées :

$$\begin{pmatrix} T_1(z) \\ T_2(z) \\ T_3(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_1(z) \\ t_2(z) \\ t_3(z) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & t_1(z) & t_1(z) \\ t_2(z) & 0 & t_2(z) \\ t_3(z) & t_3(z) & 0 \end{pmatrix} G_0(z) \begin{pmatrix} T_1(z) \\ T_2(z) \\ T_3(z) \end{pmatrix} \quad (\text{III. 3})$$

Les termes inhomogènes sont les amplitudes 2 corps pris dans l'espace de Hilbert à 3 particules, par exemple $t_1(z)$ est défini par l'égalité :

$$\langle \vec{p}_1, \vec{q}_1 | t_1(z) | \vec{p}'_1, \vec{q}'_1 \rangle = \delta(\vec{q}_1 - \vec{q}'_1) \langle \vec{p}_1 | t_1(z - q_1^2) | \vec{p}'_1 \rangle$$

ou les différentes variables sont définies dans l'annexe II.

Les $T_i(z)$ sont les sous-amplitudes représentant la somme de toutes les interactions où la dernière paire de particules à interagir est (j-k). Le noyau de (III. 3), $K_{(z)}$ est L^2 car l'élément de matrice de $K_{(z)}^2$ ne contient plus de fonction δ . (les éléments diagonaux sont nuls).

III. 1. 2 - Equations intégrales pour les opérateurs de transition U_{ij} et série de multidiffusion

Les opérateurs de transition utilisés par Faddeev sont peu pratiques pour décrire les processus de diffusion élastique ou de réarrangement. Alt, Grassberger et Sandhas⁽⁴⁷⁾ ont introduit des opérateurs de transition plus symétriques qui sont utilisés par la plupart des auteurs^(48, 49)

A partir de l'équation (III. 3) l'opérateur T peut être écrit formellement en série de multiple diffusion :

$$T(z) = \sum_{i=1}^3 t_i + \sum_{j \neq i} t_j G_0 t_i + \sum_{k \neq j \neq i} t_k G_0 t_j G_0 t_i + \dots \quad (\text{III. 4})$$

soit :

$$T(z) = \sum_{i=1}^3 t_i + T^{\text{connexe}}$$

T^{connexe} peut se décomposer en sous-amplitudes qui commencent ou finissent par le même t_i

$$T^{\text{connexe}} = \sum_i T^i = \sum_k k_T = \sum_{k,i} k_T^i \quad (\text{III. 5})$$

Désignant la voie où les 3 particules sont libres par 0, nous définirons les opérateurs U_{oi} et U_{ki} par :

$$T^i = U_{oi} G_0 t_i$$

et :

$$k_T^i = t_k G_0 U_{ki} G_0 t_i \quad (\text{III. 6})$$

L'opérateur U_{oi} est un opérateur de transition pour le break-up de la paire i et U_{ki} représente l'amplitude de réarrangement entre les paires i et k.

D'après (III. 6) et (III. 5), on a :

$$U_{oi} G_0 t_i = \sum_k t_k G_0 U_{ki} G_0 t_i$$

Soit :

$$U_{oi} = \sum_k t_k G_o U_{ki} \quad (III. 7)$$

A partir de la série de multidiffusion (III. 4), on a :

$$\begin{aligned} T^i &= \sum_{j \neq i} \{t_j + T^j\} G_o t_i \\ T^i &= \sum_{j \neq i} \left\{ t_j + \sum_k t_k G_o U_{kj} G_o t_j \right\} G_o t_i = \sum_k k T^i \\ \sum_k t_k G_o U_{ki} &= \sum_k \sum_{j \neq i} \left(t_k (1 - \delta_{ki}) + t_k G_o U_{kj} G_o t_j \right) \end{aligned}$$

Soit finalement :

$$U_{ki} = \frac{1}{G_o} (1 - \delta_{ki}) + \sum_{j \neq i} U_{kj} G_o t_j \quad (III. 8a)$$

On démontrerait de même :

$$U_{ki} = \frac{1}{G_o} (1 - \delta_{ki}) + \sum_{j \neq k} t_j G_o U_{ji} \quad (III. 8b)$$

Ces équations sont les analogues, pour les opérateurs U , des équations de Faddeev

A partir de (III. 8), nous pouvons générer la série de diffusion multiple pour chaque type de processus 3 corps : élastique, réarrangement, break-up :

$$U_{ki} = (1 - \delta_{ki}) (E - H_o) + \sum_{k \neq \gamma \neq i} t_\gamma + \sum_{k \neq \gamma \neq \delta \neq i} t_\gamma G_o t_\delta \quad (III. 9)$$

En approchant l'opérateur de transition successivement par le premier terme, le 2ème terme, on aura l'approximation d'ordre zéro, du premier ordre, etc ...

Le terme d'ordre zéro est nul dans le cas de collisions élastiques $k = i$, mais aussi dans le cas du break-up. En effet, l'élément $(E - H_o)$ pris entre les fonctions d'onde décrivant l'état initial et final est nul. On a une contribution à l'ordre zéro uniquement dans le cas d'un processus de réarrangement.

A l'ordre 1 dans le cas du break-up de la particule i par exemple, on a :

$$U_{oi} = \sum_{\gamma \neq i} t_\gamma \quad (III. 10)$$

La particule i incidente diffuse sur l'une des deux particules (j ou k) de l'état lié. Ceci est l'approximation d'impulsion. Les autres termes s'interprètent de façon identique en terme de multi-diffusion. On peut remarquer que les diffusions successives se font entre paires de particules différentes et que la première diffusion inclut la particule libre initiale. Pour les collisions de break-up, on a ainsi deux termes d'ordre 1, 4 termes d'ordre 2, etc ...

Dans les paragraphes suivants, nous verrons d'abord les caractéristiques essentielles des calculs d'Ebenhöh (qui se retrouvent en partie dans les analyses développées par Amado, puis par Cahill et Sloan). Nous décrirons ensuite, les modèles simples qui correspon-

dent, à l'approximation d'impulsion (nous venons de voir qu'il s'agit de l'approximation au 1er ordre), aux calculs de Watson-Migdal et de Phillips-Griffy-Biedenharn. Ces deux derniers modèles ont été introduits bien avant l'établissement des équations de Faddeev, mais on peut également retrouver leurs résultats à partir de celles-ci.

III. 1. 3 - Amplitude et paramètres de la diffusion nucléon-nucléon. Fonction d'onde du deuton

Les grandeurs d'entrée dans les équations de Faddeev ou dans les équations intégrales régissant les opérateurs U sont les matrices de diffusion 2 corps $t_i(\vec{p}, \vec{p}', e)$. Ces amplitudes doivent être prises en dehors de la couche de masse et sont donc fonction de trois variables indépendantes $\vec{p}, \vec{p}', e$ (impulsions relatives dans les voies d'entrée et de sortie et énergie relative entre les particules). Comme les potentiels dont on dispose ont été établis pour rendre compte des diffusions nucléon-nucléon sur la couche de masse, il est inévitable que l'on fasse des hypothèses sur la définition des potentiels hors couche de masse.

Dans le cas où il existe un état lié entre deux particules, l'amplitude de transition 2 corps peut se décomposer en deux parties :

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}' | t(e) | \vec{p} \rangle &= \langle \vec{p}' | t^s + t^r | \vec{p} \rangle \\ &= g(\vec{p}') P(e) g(\vec{p}) + f(\vec{p}', \vec{p}, e) \end{aligned} \quad (\text{III. 11})$$

que l'on peut représenter sous forme de diagrammes.



Le premier terme est la partie séparable de l'amplitude.

Le propagateur $P(e) = \frac{\mathcal{J}(\sqrt{e})}{\chi + i\sqrt{e}}$ présente un pôle à l'énergie de liaison de l'état lié $e = -\chi^2$, $\chi > 0$. Au voisinage de ce pôle le terme non séparable est en général négligeable devant le terme séparable.

Les facteurs de forme $g(\vec{p})$ sont reliés à la fonction d'onde d'état lié $\Phi(\vec{p})$

$$\Phi(\vec{p}) = \frac{g(\vec{p})}{e - p^2} \quad (\text{III. 12})$$

La normalisation des facteurs de forme est liée par la relation précédente à la normalisation de la fonction d'onde $\int \Phi^*(\vec{p}) \Phi(\vec{p}) d\vec{p} = 1$. Ceci détermine le résidu de la fonction $\mathcal{J}(\sqrt{e})$ au pôle $\mathcal{J}(+i\chi) = 1/2 \chi$.

Dans le cas d'état virtuel (exemple de l'état singulet pour l'interaction nucléon-nucléon), le terme séparable n'a pas de pôle à $e = -\chi^2$. La normalisation de $g(\vec{p})$ se fait par la condition $\mathcal{J}(-i\chi) = 1/2 \chi$.

La plupart des calculs 3 corps négligent la partie non séparable et prennent une amplitude 2 corps séparable. Comme nous le verrons plus loin, ceci réduit grandement la complexité de la résolution numérique des équations intégrales 3 corps (III. 8). De plus, le potentiel séparable permet d'écrire facilement l'expression de l'interaction hors-couche.

Le potentiel séparable introduit par Yamaguchi a été utilisé dans les calculs d'Ebenhöh. C'est un potentiel d'onde S qui s'écrit :

$$V = \lambda g(p) g(p')$$

avec :

$$g(p) = N (p^2 + \beta^2)^{-1} \quad (\text{III. 13})$$

La condition de normalisation conduit à :

$$N = \frac{1}{\pi} \sqrt{\beta \chi (\beta + \chi)^3} \quad (\text{III. 14})$$

$$J(\sqrt{e}) = \frac{(\beta - i \sqrt{e})^2}{\chi (\beta + \chi) (2\beta + \chi - i \sqrt{e})}$$

Les paramètres χ et β sont reliés à la portée effective r_0 et à la longueur de diffusion de l'interaction nucléon-nucléon. Il suffit d'identifier l'expression de l'amplitude de diffusion 2 corps (III. 11) sur couche, avec l'expression de $t(e)$ en fonction des déphasages, ceux-ci étant déterminés d'après la relation de Bethe :

$$k \cotg \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2$$

Le tableau (III. 1) donne les paramètres de l'interaction nucléon-nucléon utilisés par la suite.

Interaction	a (fm)	r_0 (fm)	χ (fm ⁻¹)	β (fm ⁻¹)	χ^2 (keV)
n-p triplet	5,416	1,75	0,2316	1,415	2224
n-p singulet	-23,68	2,67	-0,0401	1,176	66,6
p-p singulet	-7,76	2,86	-0,1112	1,199	512,7

TABLEAU III. 1

Si dans le cas (n-p), le potentiel de Yamaguchi donne un accord satisfaisant pour la diffusion libre, il n'en est pas de même pour la diffusion p-p où les valeurs de l'amplitude de diffusion sont inférieures aux valeurs expérimentales⁽⁵⁰⁾.

Le deuton est un état 1^+ , c'est un mélange d'états 3S_1 et 3D_1 . La probabilité de trouver le deuton dans l'état 3D_1 est de l'ordre de 4 %. Comme son introduction dans les calculs conduit à un couplage supplémentaire pour les équations intégrales il est le plus souvent négligé par les différents auteurs.

Avec un facteur de forme $g(p)$ donné par (III. 13), la fonction d'onde du deuton (III. 12) s'écrit :

$$\Phi(p) = \pi^{-1} \frac{\sqrt{\beta \chi (\beta + \chi)^3}}{(e - p^2) (p^2 + \beta^2)} \quad (\text{III. 15})$$

La transformée de Fourier dans la représentation r est :

$$\Phi(r) = \frac{\sqrt{\beta \chi (\beta + \chi)}}{2 \pi (\beta - \chi)^2} \frac{e^{-\chi r} - e^{-\beta r}}{r} \quad (\text{III. 16})$$

Ceci est l'expression donnée par Hülthen⁽⁵¹⁾.

III. 1. 4 - Equations intégrales pour les amplitudes de break-up

Les états initial et final des systèmes à 3 nucléons sont fonctions de 3 vecteurs, dont 2 sont indépendants. Les équations de Faddeev (III. 3) ou (III. 8) sont donc des équations à 6 variables, fonction de $\vec{p}$ et $\vec{q}$ (impulsion relative de 2 des particules et impulsion de la 3ème par rapport au centre de masse des deux premières). Après analyse en ondes partielles, le système se réduit à un ensemble à deux variables, dont la résolution numérique dans le cas général n'a pas encore été tentée. Cependant le système peut se ramener à une variable s'il est possible de factoriser tout ce qui dépend de l'autre variable. Ceci peut s'obtenir en utilisant un potentiel d'interaction à 2 corps séparable, d'où l'intérêt des formes séparables vues dans le paragraphe précédent.

Enfin, à la suite de Alt, Grassberger et Sandhas⁽⁴⁷⁾, il est possible d'obtenir des équations exactes à une dimension. D'après (III. 8) :

$$G_o U_{ki} G_o = G_o (1 - \delta_{ki}) + \sum_j G_o U_{kj} G_o t_j G_o (1 - \delta_{ij})$$

On pose :

$$F_{ki} = G_o U_{ki} G_o$$

$$I_{ki} = G_o (1 - \delta_{ki})$$

$$F_{ki} = I_{ki} + \sum_j F_{kj} t_j I_{ij}$$

En faisant la décomposition (III. 11) :

$$t_j = t_j^s + t_j^r$$

$$F_{ki} = I_{ki} + \sum_j F_{kj} t_j^s I_{kj} + \sum_j F_{kj} t_j^r I_{ij}$$

soit sous forme matricielle :

$$F = I + F T^s I + F T^r I \quad (\text{III. 17})$$

Définissons G comme solution de :

$$G = I + G T^r I$$

soit :

$$\boxed{G_{ij} = G_o (1 - \delta_{ji}) + \sum_{\ell \neq i} G_{j\ell} t_\ell^r G_o} \quad (\text{III. 18})$$

Multiplions G à gauche par $(1 + F T^s)$, on a :

$$(1 + F T^s)G = I + F T^s I + (1 + F T^s) G T^r I$$

En posant :

$$\hat{F} = (1 + F T^s) G$$

on a :

$$\hat{F} = I + F T^s I + \hat{F} T^r I$$

équation analogue à (III. 17), d'où : $F = \hat{F}$

$$F = (1 + F T^s)G$$

$$F_{ji} = \sum_k (1 + F_{jk} t_k^s) G_{ki}$$

soit :

$$G_o U_{ji} G_o = \sum_k (1 + G_o U_{jk} G_o t_k^s) G_{ki} \quad (\text{III. 19})$$

D'après (III. 7) :

$$U_{oi} = \sum_j t_j G_o U_{ji}$$

$$U_{oi} G_o t_i^s = \sum_j t_j G_o U_{ji} G_o t_i^s$$

Soit d'après (III. 19) :

$$U_{oi} G_o t_i^s = \sum_k (t_k + U_{ok} G_o t_k^s) G_{ki} t_i^s \quad (\text{III. 20})$$

Après décomposition en ondes partielles, cette équation intégrale n'a plus qu'une variable continue, car le noyau ne comprend que la partie séparable de l'interaction 2 corps.

Les opérateurs G_{ki} sont déduits de l'équation intégrale du type de Faddeev (III.18) où le noyau ne comprend que la partie non séparable t^r de l'interaction.

Du fait que le noyau de l'équation de Lippmann-Schwinger est du type de Hilbert - Schmidt, on peut rendre t^r aussi petit que l'on veut. A ce moment là (III. 18) peut se résoudre par itération :

$$G_{ji} = G_o (1 - \delta_{ij}) + \sum_{j \neq l \neq i} G_o t_l^r G_o + \dots$$

Si l'on n'introduit que la partie séparable de l'interaction $t_r = 0$ et $G_{ji} = G_o (1 - \delta_{ji})$ L'approximation séparable est l'approximation à l'ordre zéro.

Habituellement on définit l'amplitude de break-up de la paire i par :

$$\langle \vec{p}' \vec{q}' | T_{oi} | \vec{q}_i \rangle = \langle \vec{p}' \vec{q}' | U_{oi} | \Phi_i \vec{q}_i \rangle \quad (\text{III. 21a})$$

soit encore :

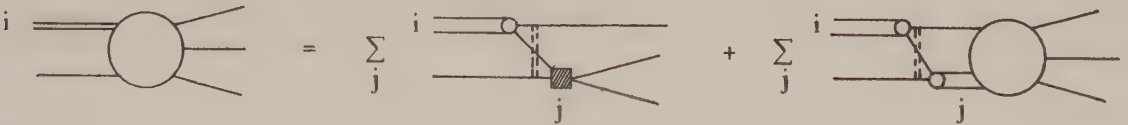
$$\langle \vec{p}' \vec{q}' | T_{oi} | \vec{q}_i \rangle = \langle \vec{p}' \vec{q}' | U_{oi} G_o | g_i \vec{q}_i \rangle \quad (\text{III. 21b})$$

On obtient alors à partir de (III. 20) après division par t_i^s

$$\langle \vec{p}' \vec{q}' | T_{oi} | \vec{q}_i \rangle = \sum_j \langle \vec{p}' \vec{q}' | t_j G_{ji} | g_i \vec{q}_i \rangle +$$

$$+ \sum_j \int d^3 \vec{q}''_j \langle \vec{p}' \vec{q}' | T_{oj} | \vec{q}''_j \rangle P_j (E - q''_j{}^2) \langle g_i \vec{q}''_j | G_{ji} | g_i \vec{q}_i \rangle \quad (\text{III. 22})$$

équation qui se représente sous la forme :

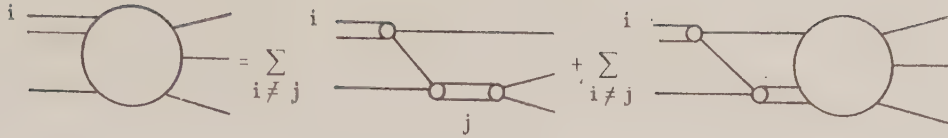


Les traits pointillés et verticaux représentent l'opérateur de Sandhas, G_{ij} et les figures  et  ont été explicitées précédemment.

Les calculs d'Ebenhöh sont faits à l'approximation d'ordre zéro de l'opérateur G_{ji}

$$G_{ji} = G_o (1 - \delta_{ji})$$

G_o est l'opérateur de Green libre pour 3 particules et sera représenté sans trait discontinu :



III. 1. 5 - Spins et antisymétrisation

Un état du système de 3 particules avec les variables de spin et d'isospin est représenté par le vecteur :

$$|\vec{p}_i \vec{q}_i \sigma_i \ S \ T \ M \ M_T \rangle$$

S est le spin total de composante sur l'axe des z , M

T est l'isospin total de composante M_T

$S = 1/2$ ou $S = 3/2$, état doublet ou quartet

$T = 1/2$ fixé dans la voie d'entrée $(n + d)$ ou $(p + d)$

L'état est caractérisé par rapport à la paire i : $\vec{p}_i, \vec{q}_i$ sont les coordonnées d'espace (voir annexe II), σ_i est la coordonnée de spin et d'isospin de la paire :

$$\sigma_i = (S_i, T_i) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{état impair} & \begin{array}{l} (1 \ 0) = d \\ (0 \ 1) = d^* \end{array} \\ \text{état pair} & \begin{array}{l} (1 \ 1) \\ (0 \ 0) \end{array} \end{array} \right.$$

On a évidemment :

$$1 = \sum_{\substack{S \ M \\ T \ M_T \\ \sigma_i}} |\sigma_i \ S \ T \ M \ M_T \rangle \langle \sigma_i^* \ T \ M \ M_T |$$

Seules les interactions deux corps d'état $l = 0$ sont considérées. Par suite, S n'est pas couplé au moment angulaire et se conserve lors de l'interaction. De plus, celle-ci a lieu uniquement dans les états d et d^* .

Nous avons donc au total 6 équations intégrales couplées du type :

(III. 24)

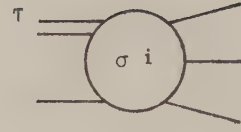
Les variables S, T, M, M_T sont alors fixées

Le rôle de l'antisymétrisation va être de ramener à 2 le nombre des équations intégrales :



Définissons l'amplitude $T_{\sigma\tau}^s(i)$ par :

$$\langle \vec{p}'_i \vec{q}'_i \sigma S | T_{\sigma\tau}^s | \vec{q} \tau S \rangle =$$

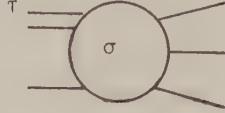


τ est la coordonnée de spin-isospin des deux particules liées dans la voie initiale (en général état lié du deuton) et σ la coordonnée de spin-isospin de la dernière paire en interaction, la paire i .

L'amplitude antisymétrisée $T_{\sigma\tau}^s$ indépendante de i s'écrit :

$$T_{\sigma\tau}^s = \mathcal{A} \langle \vec{p}' \vec{q}' \sigma S | T_{\sigma\tau}^s | \vec{q} \tau S \rangle$$

et se représente par :



$\mathcal{A} \langle \vec{p}' \vec{q}' \sigma S |$ est l'antisymétrisation de l'état $|\vec{p}' \vec{q}' \sigma S\rangle$ relative à une paire, par exemple la paire 1.

La transformation fait intervenir les coefficients de couplage de spin et d'isospin entre les paires, $\Lambda_{\sigma\sigma'}^s$ et dépend de la parité de σ . On obtient à partir de (III. 24) :

$$\begin{array}{c} \tau \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \sigma i \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} = 4 \begin{array}{c} \tau \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} q_i \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \sigma \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} p_i \\ \text{---} \end{array} + 2 \sum_{\tau' \text{ impair}} \begin{array}{c} \tau \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \sigma i \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \tau' \\ \text{---} \end{array} \quad (\text{III. 25})$$

équations intégrales couplées d'ordre 2 régissant l'amplitude non antisymétrisée $T_{\sigma\tau}^s(i)$

$$\begin{array}{c} \tau \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \sigma \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} = \begin{array}{c} \tau \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \sigma, 1 \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} + \sum_{\substack{i=2,3 \\ \sigma' \text{ impair}}} \Lambda_{\sigma\sigma'}^s \begin{array}{c} \tau \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \sigma' i \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \quad (\text{III. 26 a})$$

si σ est impair :

$$\begin{array}{c} \tau \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \sigma \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} = \sum_{\substack{i=2,3 \\ \sigma' \text{ impair}}} (-)^i \Lambda_{\sigma\sigma'}^s \begin{array}{c} \tau \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \sigma' i \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \end{array} \quad (\text{III. 26b})$$

si σ est pair.

Il faut passer des amplitudes ci-dessus aux éléments de matrice entre états de nombre quantique magnétique fixe : on somme sur les états finaux de spin et on moyenne sur les états initiaux de spin.

Dans le cas qui nous occupe (break-up $p + d$) nous pouvons prendre pour 1 soit la paire (p-p) :

$$\sigma = (S_1, 1) \quad t_1 = 1$$

soit l'une des paires (n-p) :

$$\sigma = (S_1, 0) \quad \text{ou} \quad \sigma = (S_1, 1) \quad t_1 = 1 \quad \text{ou} \quad t_1 = 0$$

Ce qui donne pour l'élément de matrice dans le premier cas :

$$\left| T_N \right|^2 = \sum_{SS_1} \frac{(2S+1)}{6} \frac{1}{3} \left| \mathcal{A}_{T_{(S_1, 1)}^S}(\vec{p}', \vec{q}') \right|^2 \quad (\text{III. 27 a})$$

et dans le second :

$$\begin{aligned} \left| T_N \right|^2 &= \sum_{SS_1} \frac{(2S+1)}{6} \frac{1}{3} \left| \frac{1}{2} \mathcal{A}_{T_{(S_1, 1)}^3}(\vec{p}', \vec{q}') \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sqrt{3}}{2} \mathcal{A}_{T_{(S_1, 0)}^S}(\vec{p}', \vec{q}') \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{III. 27b})$$

avec :

$$T_{\sigma}^S(\vec{p}', \vec{q}') = \langle \vec{p}' \vec{q}' \sigma S \mid T_{\sigma d}^S \mid \vec{q}_0 d S \rangle$$

$$q_0^2 = E + \chi_d^2$$

Nous étudions des situations expérimentales où l'énergie de la paire détectée (p-n) est voisine de zéro. Nous prendrons cette paire comme référence. (III. 27b) permet alors d'écrire :

$$\begin{aligned} \left| T_N \right|^2 &= \frac{1}{9} \left[\frac{1}{2} T_{d^*}^{1/2}(1) - \frac{1}{4} T_{d^*}^{1/2}(2) - \frac{3}{4} T_d^{1/2}(2) + \frac{1}{2} T_{(pp)}^{1/2}(3) \right]^2 \\ &\quad + \frac{1}{9} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} T_d^{1/2}(1) + \frac{\sqrt{3}}{2} T_d^{1/2}(2) - \frac{\sqrt{3}}{2} T_{d^*}^{1/2}(2) - \frac{\sqrt{3}}{2} T_{(pp)}^{1/2}(3) \right]^2 \\ &\quad + \frac{2}{9} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} T_d^{3/2}(1) - \frac{\sqrt{3}}{2} T_d^{3/2}(2) \right]^2 \end{aligned} \quad (\text{III. 28})$$

3 est la paire (p-p) en interaction uniquement dans l'état singulet.

On définit :

$$\left| T \right|^2 = (2\pi)^9 \gamma^{-9/2} \left| T_N \right|^2$$

avec :

$$\gamma = \frac{m}{h^2} = \frac{1}{41,6 \text{ MeV. fm}^2}$$

et :

$$\left| T \right|^2 = \left| T_{\text{sing}}^{1/2} \right|^2 + \left| T_{\text{trip.}}^{1/2} \right|^2 + \left| T_{\text{trip.}}^{1/2} \right|^2 \quad (\text{III. 29})$$

ou les trois termes correspondent aux trois lignes de (III. 28)

Ce sont les amplitudes complètement antisymétrisées où la paire détectée est dans l'état singulet avec un spin total 1/2, dans l'état triplet avec un spin total 1/2, dans l'état triplet avec un spin total 3/2.

Les amplitudes $T_{\sigma}^S(i)$ ont été définies précédemment.

La section efficace 3 corps est alors donnée par (annexe III) :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_n d\Omega_p dE_p} = \frac{2\pi}{h} \frac{1}{V_{\text{inc}}} P \left| T \right|^2 \quad (\text{III. 29})$$

ou V_{inc} est la vitesse relative entre la particule incidente et le noyau cible, P est le facteur de l'espace des phases des trois particules de la voie de sortie ; son calcul est donné dans l'annexe III.

III. 1. 6 - Résolution des équations intégrales

La résolution des éléments de (III. 28) se fait à partir de l'équation intégrale représentée par (III. 25).

Nous avons :

$$T_{\sigma\tau}^S(\vec{q}, i) = 4 k(\vec{q}, \tau, \vec{q}_i, \sigma) P_{\sigma} (E - q_i^2) g_{\sigma}(p_i) + 2 \sum_{\tau' \text{ impair}} \int d^3 q' k(\vec{q}, \tau, \vec{q}', \tau') P_{\tau'} (E - q'^2) T_{\sigma\tau'}^S(\vec{q}', i) \quad (\text{III. 30})$$

avec la définition :

$$\begin{aligned} T_{\sigma\tau}^S(\vec{q}, i) &= \langle \vec{p}_i, \vec{q}_i, \sigma, S | T_{\sigma\tau}^S | \vec{q}, \tau, S \rangle \\ \text{et :} \\ k(\vec{q}, \sigma, \vec{q}', \sigma') &= \langle j, g_{\sigma}, \vec{q} | G_0(E) | i, g_{\sigma'}, \vec{q}' \rangle \\ &= \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{g_{\sigma'} [4/3 (\vec{q} + 1/2 \vec{q}')^2] g_{\sigma} [4/3 (1/2 \vec{q} + \vec{q}')^2]}{\frac{3}{4} E - q^2 - q'^2 - \vec{q} \cdot \vec{q}'} \Lambda_{\sigma'\sigma} \end{aligned} \quad (\text{III. 31})$$

L'équation intégrale tri-dimensionnelle (III. 30) est ramenée à une équation intégrale à une dimension par décomposition en ondes partielles :

$$T_{\sigma\tau}^S(\vec{q}, i) = \sum_{\ell} \frac{2\ell+1}{2} T_{\sigma\ell}^S(q, i) P_{\ell}(\vec{q}, \vec{q}_i) \quad (\text{III. 32})$$

On obtient :

$$\begin{aligned} T_{\sigma\ell}^S(q, i) &= 4 k_{\ell}(q, \tau, q_i, \sigma) P_{\sigma} (E - q_i^2) g_{\sigma}(p_i) + \\ &+ 2 \sum_{\tau' \text{ impair}} \int dq' q'^2 k_{\ell}(q, \tau, q', \tau') P_{\tau'} (E - q'^2) T_{\sigma\tau'}^S(q', i) \end{aligned} \quad (\text{III. 33})$$

Il y a deux difficultés dans la résolution numérique de cette équation :

- la singularité correspondant au pôle physique dans P_d pour $q'^2 = E + \chi_d^2$
- les singularités logarithmiques dans k_{ℓ}

a) Le pôle dans P_d

Une équation du type :

$$f(x) = g(x) + \int k(x, x') \frac{1}{x' - a} f(x') dx'$$

devient :

$$F(x) = G(x) + H(x) f(a) + \int K(x, x') F(x') dx' \quad (\text{III. 34})$$

avec le changement de variables suivant :

$$\begin{aligned} F(x) &= \frac{f(x) - f(a)}{x - a} & G(x) &= \frac{g(x) - g(a)}{x - a} \\ H(x) &= \frac{h(x) - h(a)}{x - a} & K(x, x') &= \frac{k(x, x') - k(a, x')}{x - a} \\ h(x) &= \int \frac{k(x, x')}{x' - a} dx' \end{aligned}$$

Dans l'équation obtenue, aucune singularité polaire n'apparaît et la résolution peut se faire par les méthodes habituelles, transformation en équation matricielle et inversion.

b) Singularités logarithmiques dans k_ℓ

A l'aide des facteurs de forme (III. 13), $k(\vec{q}_\sigma, \vec{q}'_\sigma)$ est de la forme :

$$k(\vec{q}_\sigma, \vec{q}'_\sigma) = \frac{\Gamma^2}{[\beta_{\sigma'}^2 + (\vec{q} + \frac{1}{2}\vec{q}')^2] [\frac{3}{4}E - q^2 - q'^2 - \vec{q}\vec{q}']} [\beta_\sigma^2 + (\vec{q}' + \frac{1}{2}\vec{q})^2]} \quad (\text{III. 35})$$

La décomposition en ondes partielles :

$$k_\ell(q, q') = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} k(\vec{q}, \vec{q}') P_\ell(z) dz$$

ou :

$$z = \vec{q} \cdot \vec{q}' / qq'$$

fait intervenir les polynômes de Legendre de 2ème espèce, définis par :

$$(-1)^\ell Q_\ell(y) = \frac{1}{2} \int \frac{P_\ell(x)}{y-x} dx$$

k_ℓ s'exprime alors sous la forme :

$$k_\ell(q, q') = \frac{c}{q q'} \sum_i A_i Q_\ell(a_i / qq')$$

Des singularités apparaissent aux points de branchement des arguments des trois polynômes de Legendre de 2ème espèce :

$$Q_1(z) \quad \text{avec} \quad z = (q^2 + q'^2 - \frac{E}{2} - i\eta) / qq'$$

correspondant aux propagateur et :

$$Q_2(z) \quad \text{avec} \quad z = (q^2 + q'^2/4 + \beta_\sigma^2) / qq'$$

$$Q_3(z) \quad \text{avec} \quad z = (q^2/4 + q'^2 + \beta_{\sigma'}^2) / qq'$$

correspondant aux deux facteurs de forme des fonctions vertex.

La résolution de l'équation intégrale (III. 33) fait intervenir une intégration sur l'axe réel des q' (courbe C, figure III. 2). Les singularités apportées par Q_2 et Q_3 sont alors dans le plan complexe, hors de l'axe réel et seule comptent les singularités de $Q_1(z)$ à $z = \pm 1$

Dans le plan (q, q') elles se situent sur 2 arcs d'ellipses correspondant aux solutions de :

$$q'^2 + q^2 \pm qq' = E/2 \quad (\text{figure III. 1})$$

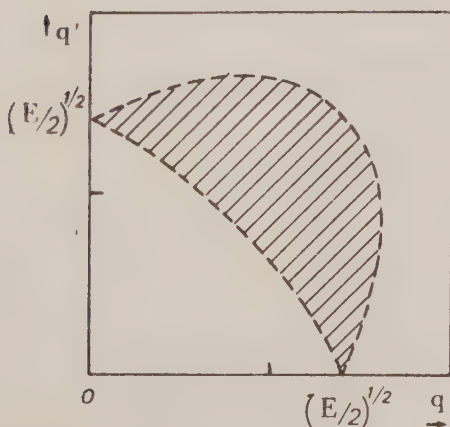


FIGURE III.1

Localisation dans le plan réel (qq') des singularités apportées par Q_1 . La région hachurée correspond à des valeurs complexes de Q_1 donc à des valeurs complexes du noyau de l'équation intégrale.

La méthode est alors d'utiliser une intégration gaussienne. Par la fixation d'un pas irrationnel, on annule pratiquement la probabilité de rencontre d'une singularité. Ceci fut utilisé par Amado lors des premiers calculs sur la diffusion élastique $n + d$. Cependant, la contribution des singularités n'est que grossièrement approchée et en particulier les résultats ne sont guère stables par rapport au pas d'intégration.

La difficulté est levée en déformant le contour d'intégration dans le plan complexe (courbe C' , figure III. 2).

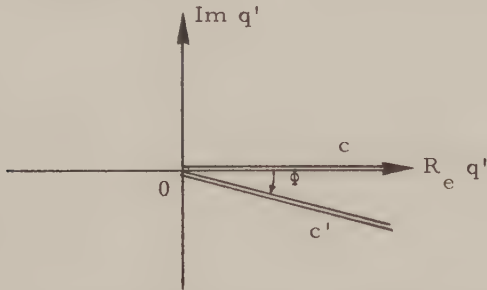


FIGURE III. 2

Contour C et C' dans le plan complexe des impulsions.

Le problème est résolu en deux temps.

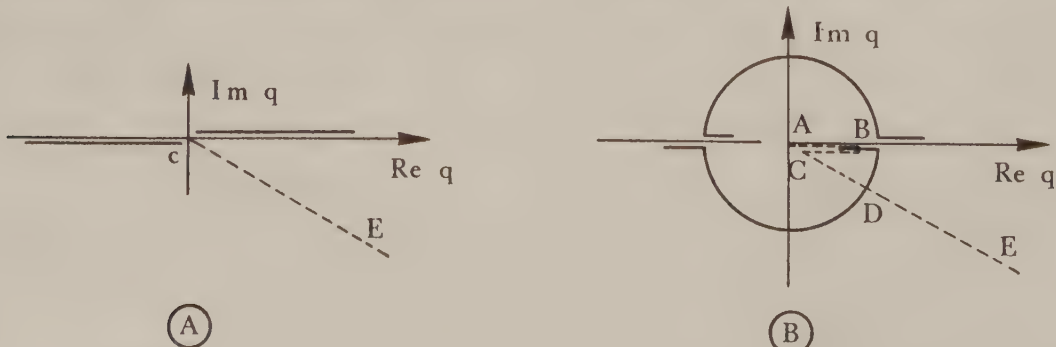
a) Calcul des amplitudes $T(q)$ le long du contour C' par résolution de l'équation intégrale (III. 33). Celle-ci a la forme :

$$T(q) = B(q) + \int_{C'} B(q, q') T(q') dq' \quad (\text{III. 36})$$

Le noyau de l'intégrale est complexe en q et q' et $T(q)$ est l'amplitude de transition entre q (complexe) et q_i (réel) considéré dans (III. 36) comme un paramètre.

b) La solution du problème impose de connaître $T(q)$ pour q réel. On reprend l'équation intégrale pour q réel, en intégrant le long de C' au lieu de C . $T(q)$ étant connu maintenant le long de C' , on a en fait, non pas une équation intégrale, mais une simple intégration. Que l'intégrale le long de C soit égale à l'intégrale le long de C' , dépend des singularités du terme $B(q, q')$; on suppose que lors de la déformation, on ne rencontre aucune singularité de l'amplitude elle-même. La justesse de cette hypothèse a d'ailleurs été confirmée par Brayshaw⁽⁵²⁾.

Cahill et Sloan utilisent le contour C' de la figure (III. 2) ou $\phi < \pi/4$. Pour $q < \sqrt{E}$, les singularités logarithmiques du terme $B(q, q')$ dues au propagateur sont indiquées figure (III. 3a) et l'intégration peut se faire directement le long de C' . Pour $q > \sqrt{E}$, il apparaît un point de branchement dans le 4ème quadrant et l'intégration doit se faire suivant le contour ABCDE ce qui nécessite la traversée des coupures en B et en D. Ebenhöh utilise des contours plus compliqués, de forme cubique ou quadratique, pour lesquels on rencontre les mêmes difficultés.

FIGURE III. 3 - Singularités et coupures dans le plan des q

(A) pour $q' < E$

(B) pour $q' > E$

III. 2 - MODELES SIMPLES D'ANALYSE DES MECANISMES 3 CORPS

III. 2. 1 - Interaction dans l'état final. Modèle de Watson-Migdal^(21, 22)

Nous avons utilisé le modèle Watson-Migdal (WM), non seulement dans la réaction (p + d), mais dans toutes les autres réactions de break-up étudiées. Si, dans le système à 3 nucléons, les solutions exactes type Amado existent, très peu d'études ont été réalisées pour les autres systèmes. Seul Shanley⁽⁵³⁾ donne des résultats pour le système (σ , p, n) dans le cas d'ailleurs, de la seule diffusion élastique (σ + d). La raison en est la multiplication des couplages lorsque l'on considère des systèmes plus compliqués que le cas 3 nucléons. Un seul terme séparable ne suffit plus pour décrire l'interaction nucléon-noyau. De plus, la nécessité d'introduire des interactions 2 corps $k \neq 0$ empêche de considérer le spin et le moment angulaire comme de bons nombres quantiques. Ainsi Shanley, bien que ne considérant que 4 termes séparables pour décrire les interactions 2 corps dans le système (σ , p, n) est amené à la résolution d'un système de 10 équations intégrales couplées. Dans ces conditions l'utilisation de modèles simples, pour décrire l'interaction dans l'état final dans les réactions à quelques nucléons, sera encore utile pour très longtemps.

Nous développerons d'abord le modèle de Watson-Migdal, puis nous décrirons le modèle séquentiel de Phillips-Griffy-Biedenharn (PGB). Celui-ci introduit la notion de processus séquentiel et de localisation du système en interaction dans l'état final. Nous verrons qu'il conduit au même résultat que le modèle de Watson.

Soit donc la réaction de break-up du deuton :



mettant en jeu trois particules dans la voie de sortie avec interaction dans l'état final (p-n) (IEF 3-4). C'est le noyau-cible :

L'élément de matrice de transition entre un état i et un état f s'écrit :

$$T_{fi} = T_{fi}(S_i, S_f) = \langle \Phi_f | V | \Psi_i^+ \rangle \quad (\text{III. 37})$$

où S_i et S_f sont les variables de spin des voies d'entrée et de sortie, $|\Phi_f\rangle$ la fonction d'onde asymptotique finale du système, solution de l'hamiltonien libre H_0 (énergie cinétique de la voie de sortie) :

$$H_0 | \Phi_f \rangle = E_f | \Phi_f \rangle$$

$|\Psi_i^+\rangle$ solution stationnaire du problème (fonction propre de H , hamiltonien total du système, associée à un comportement asymptotique d'onde plane plus d'onde sortante).

Watson décompose le potentiel d'interaction V en deux parties :

$$V = W + V_{np}$$

V_{np} responsable de l'IEF (np) dans l'état final n'agit que sur les états $|\Phi_f\rangle$ et W décrit l'interaction primaire.

D'après la relation de Gellmann-Goldberger, l'élément de matrice de transition se décompose en deux termes :

$$T_{fi} = \langle \chi_f^- | W | \Psi_i^+ \rangle + \langle \chi_f^- | V_{np} | \Phi_i \rangle \quad (\text{III. 38})$$

ou :

$|\Phi_i\rangle$ a une signification analogue à $|\Phi_f\rangle$

$|\chi_f^-\rangle$ est la fonction d'onde entrante décrivant l'IEF.

$$(H_0 + V_{np}) | \chi_f^- \rangle = E_f | \chi_f^- \rangle$$

$| \chi_f^- \rangle$ étant définie à partir de $| \Phi_f \rangle$ par la relation intégrale :

$$| \chi_f^- \rangle = | \Phi_f \rangle + \frac{1}{E_f - H_0 - i\epsilon} V_{np} | \chi_f^- \rangle \quad (\text{III. 39})$$

L'expression (III. 38) est rigoureuse. Comme V_{np} n'agit que sur les états du système (p-n) dans l'état final, on a : $V_{np} | \Phi_i \rangle = 0$, l'état initial $| \Phi_i \rangle$ ne contenant pas les états d'interaction (p-n) de l'état final. Finalement :

$$T_{fi} = \langle \chi_f^- | W | \psi_i^+ \rangle \quad (\text{III. 40})$$

T_{fi} dépend de V_{np} par l'intermédiaire de $| \chi_f^- \rangle$ et $| \psi_i^+ \rangle$

Les hypothèses suivantes sont faites concernant l'IEF :

- i) l'influence de l'IEF est grande quand l'énergie relative des nucléons p et n est faible,
- ii) la dimension a^3 du volume de la réaction primaire est telle que $a \ll$ portée des forces entre p et n.

Le modèle est valable surtout dans le cas où les forces mises en jeu entre p et n sont fortes et attractives.

Dans un système de coordonnées $\{\xi\}$ on a :

$$T_{fi} = \sum_{\xi} \langle \chi_f^- | \xi \rangle \delta \xi \langle \xi | W | \psi_i^+ \rangle$$

où $\sum_{\xi} \delta \xi$ désigne une somme continue ou discrète suivant la nature de la variable ξ .

Si $\vec{r} = \vec{r}_p - \vec{r}_n$ est la coordonnée de position relative de (p-n) appartenant au système $\{\xi\}$:

$$\{\xi\} = \left\{ \vec{r}, \xi' \right\}$$

ξ' ne contenant ni $\vec{r}$, ni $\vec{k}$, le moment relatif entre p-n :

$$T_{fi} = \sum_{\xi'} \int_{\vec{r}} \langle \chi_f^- | \vec{r}, \xi' \rangle \delta \xi' d\vec{r} \langle \xi | W | \psi_i^+ \rangle$$

$\langle \xi | W | \psi_i^+ \rangle$ dépend peu du moment relatif $\vec{k}$ (d'autant moins que $\vec{k}$ est voisin de zéro).

Comme on choisit des conditions cinématiques (voir chapitre I) telle que les I. E. F. (n - C) et (p - C) soient négligeables, on peut factoriser la fonction d'onde décrivant l'IEF (p-n) :

$$\langle \chi_f^- | \vec{r}, \xi' \rangle = g_k^{(-)}(\vec{r}) h_f^-(\xi')$$

où $g_k^{(-)}(\vec{r})$ décrit le mouvement relatif (p-n).

Compte-tenu de la première hypothèse ($E_{pn} \approx 0$), le mouvement relatif (p-n) n'a lieu qu'avec un moment orbital relatif $l = 0$ et :

$$g_k^{(-)}(\vec{r}) = \frac{e^{-i \delta_0(k)} \sin kr + \delta_0}{kr}$$

où δ_0 est le déphasage de l'onde S dans la diffusion (p-n) (on ne tient pas compte pour l'instant des spins). La forme de $g_k^{(-)}(r)$ est valable pour $r > a$ et $r < a$. Comme k est faible, on peut faire un développement limité de $\sin(kr + \delta_0)$. Compte-tenu de l'approximation de portée effective :

$$k \cotg \delta_0 = -\frac{1}{a_{np}} + \frac{1}{2} r_0 k^2 + 0(k^4) \quad (\text{III. 41})$$

a_{np} : longueur de diffusion (n-p), r_o portée effective.

On obtient⁽⁵⁴⁾ :

$$\sin(kr + \delta_o) \simeq \sin \delta_o (1 - r/a_{np}) + O(k^2).$$

d'où :

$$g_k^-(r) \simeq \frac{e^{-i\delta_o(k)} \sin \delta_o(k)}{k} \cdot \frac{1 - r/a_{np}}{r}$$

soit en posant :

$$f(r) = \frac{1 - r/a_{np}}{r}$$

$$\begin{aligned} T_{fi} &= \sum_{\xi'} \int_{\vec{r}} \frac{e^{-i\delta_o} \sin \delta_o}{k} f(r) h_f(\xi') \cdot d\vec{r} \delta \xi' < \xi | W | \psi_i^+ > \\ &= \frac{e^{-i\delta_o} \sin \delta_o}{k} \sum_{\xi} f(r) h_f(\xi') \delta \xi < \xi | W | \psi_i^+ > \end{aligned}$$

Finalement :

$$T_{fi} = G'(\xi) \frac{e^{-i\delta_o} \sin \delta_o}{k}$$

et :

$$\boxed{|T_{fi}|^2 = G(\xi) \frac{\sin^2 \delta_o(k)}{k^2}} \quad (\text{III. 42})$$

Les hypothèses faites ont permis de factoriser la dépendance en fonction du moment relatif k . Dans la mesure où $G(\xi)$ variera peu en fonction de la variable k , le spectre observé doit reproduire la variation du second facteur.

D'après (III. 41) :

$$|T_{fi}|^2 = G(\xi) \frac{a_{np}^2}{k^2 a_{np}^2 + (1 - \frac{1}{2} r_o a_{np} k^2)^2} \quad (\text{III. 43})$$

L'élément de section efficace différentielle est égale (voir annexe III) à :

$$\Delta\sigma = \frac{2\pi}{h V_{inc}} \int_{\alpha=3}^5 dp_{\alpha} \delta(\sum_{\alpha=3}^5 E_{\alpha} - E_o) \delta(\sum_{\alpha=3}^5 p_{\alpha} - p_o) \sum_{S_i S_f} |T_{fi}(S_i, S_f)|^2 \quad (\text{III. 44})$$

Le calcul donne :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} \propto \sum_{S_i S_f} |T_{fi}(S_i S_f)|^2 P(E_3, \Omega_3, \Omega_4)$$

où $P(E_3, \Omega_3, \Omega_4)$ est le facteur d'espace des phases.

L'interaction (p-n) peut avoir lieu dans l'état singulet ($S = 0$) ou triplet ($S = 1$).

Pour un faisceau incident de deutons non polarisé et une cible non polarisée (spins initiaux distribués au hasard) la section efficace est⁽⁵⁵⁾ :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} \propto \frac{1}{(2S_d+1)(2S_c+1)} \sum_{S=\left|S_n-S_p\right|}^{S_n+S_p} (2S+1) \left|T_{fi}(S)\right|^2 P(E_3, \Omega_3, \Omega_4)$$

d'où :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} \propto P \cdot \left[G_s \frac{(a_{np}^s)^2}{k^2 (a_{np}^s)^2 + (1 - \frac{r_0^s}{2} a_{np}^s k^2)^2} + 3 G_t \frac{(a_{np}^t)^2}{k^2 (a_{np}^t)^2 + (1 - \frac{r_0^t}{2} a_{np}^t k^2)^2} \right] \quad (\text{III. 45})$$

La relation (III. 44) peut être résumée par l'expression :

$$d_{\sigma}^{i \rightarrow f} \propto \left| M_{fi} \right|^2 \left| \varphi_{np}(k) \right|^2 d^3k \quad (\text{III. 46})$$

dans laquelle

$\left| M_{fi} \right|^2$ est l'amplitude de production de la réaction primaire supposée indépendante de k , $\left| \varphi_{np}(k) \right|^2$ proportionnelle à la section efficace de diffusion (p-n) est la probabilité de trouver les nucléons n et p de moment relatif k dans la région d'interaction. Cette expression (III. 46) est à rapprocher de celle du modèle séquentiel PGB.

III. 2. 2- Interaction dans l'état final. Modèle de Phillips-Griffy-Biedenharn ^(23, 24)

Considérons la réaction :



et supposons un processus séquentiel passant par l'état intermédiaire métastable B^*



et :



Les hypothèses du modèle se font à partir de la considération de la réaction inverse obtenue par renversement du temps :



La section efficace du processus (III. 47) est proportionnelle à la section efficace de la réaction (III. 48), donc proportionnelle à la section efficace de la séquence (III. 48a). En particulier, s'il y a des états résonnants de B^* formés par la diffusion de $c + C$, ces états seront préférentiellement peuplés dans le processus (III. 47a). Ceci rejoint les hypothèses du modèle de Watson-Migdal :

$$\sigma_{(\text{III. 47})} \propto \sigma_{(\text{III. 48a})} \propto \frac{\sin^2 \delta}{k^2}$$

où δ sont les déphasages nucléaires pour le processus $c + C$. Dans le modèle PGB, on suppose en plus que σ (III. 47) est proportionnelle au processus (III. 48b), c'est-à-dire à la possibilité pour le noyau B^* formé, d'être une cible pour b , c'est-à-dire pour les nucléons c et C d'être formés à l'intérieur du volume nucléaire d'interaction entre b et B^* ; il y a une localisation de l'interaction dans l'espace dont ne tient pas compte le modèle de Watson.

Phillips et al. ⁽²³⁾ définissent une densité d'états pour le système (p-n) en I. E. F. que l'on peut interpréter comme la probabilité pour que le système (n-p) soit localisé dans une sphère de rayon a :

$$\rho(E_{np}) = \frac{1}{k} \left[\frac{d}{dk} (\delta_0 + ka) - \frac{1}{2k} \sin 2(\delta_0 + ka) \right] \quad (\text{III. 49})$$

où k est le nombre d'onde relatif :

$$k = \left(\frac{m E_{np}}{h^2} \right)^{1/2}$$

δ_0 est le déphasage de l'onde S donné par la formule de portée effective (III. 41). La figure (III. 4) montre la fonction de densité d'états obtenue pour les états (n-p) singulet, (n-p) triplet, (p-p) singulet. On remarque le caractère résonnant de l'interaction (n-p) singulet et le fait que pour les énergies inférieures à 300 keV, elle domine largement l'interaction (n-p) triplet. Les paramètres utilisés pour le calcul de $\rho(E_{np})$ sont ceux du tableau (III. 1)

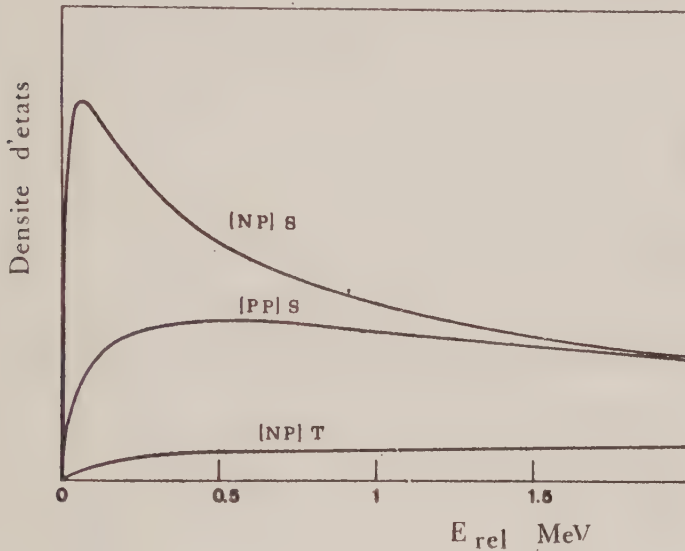


FIGURE III. 4 - Fonction de densité d'état pour les interactions (n-p) singulet, (n-p) triplet, (p-p) triplet.

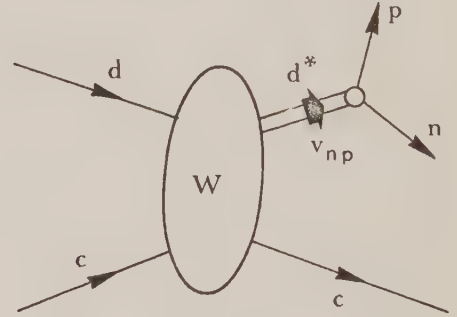


FIGURE III. 5 - Mécanisme séquentiel par l'intermédiaire du d^*

Lors du break-up du deuteron sur un noyau C, conduisant à l'interaction finale d^* , la réaction est supposée procéder par deux étapes successives (figure III. 5).

- 1/ Formation du système d^* localisé dans une sphère de rayon a
- 2/ Désintégration du d^* en (p + n)

Dans le cas plus général de l'IEF, ij , σ étant la 3ème particule, on utilisera les coordonnées du système SDS (α) (cf. annexe II). Le modèle consiste à écrire que le nombre total de paires $i-j$ en interaction, $\Delta N(E_{ij})$, formées avec une énergie relative E_{ij} est dans ce système :

$$\Delta N(E_{ij}) \propto |M_{fi}|^2 F_{ij}(E_{ij}) \rho(E_{ij}) dE_{ij} d\Omega_{\alpha-ij} W(\Omega_{ij}) d\Omega_{ij}$$

Les deux derniers termes décrivent la désintégration et les précédents la production de la paire $i-j$.

M_{fi} est l'amplitude de la réaction primaire supposée indépendante de l'énergie interne E_{ij}
 Ω_{ij} et $\Omega_{\alpha-ij}$ sont les angles solides dans le système SDS(α),

$F_{ij}(E_{ij})$ est un facteur de phase 2 corps pour la réaction primaire (III. 47a). Son calcul est entrepris dans l'annexe IV.

$$F_{ij}(E_{ij}) = 4 \sqrt{2} \pi (\mu_{\sigma - ij})^{3/2} \sqrt{E - E_{ij}} \quad (\text{III. 51})$$

E est l'énergie totale disponible dans le centre de masse,

$W(\Omega_{ij})$ est la probabilité de désintégration du système $i-j$ par unité d'angle solide,

$W(\Omega_{ij})$ sera constant pour le d^* , celui-ci étant un système de spin total $S = 0$.

$\rho(E_{ij})$ est la densité d'états, définie précédemment.

Le nombre total de paires $(i-j)$ produites est le même dans le système $\text{SDS}(\alpha)$ et dans le système du laboratoire.

$$\frac{d^3 \sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4 = \frac{d^3 \sigma}{dE_{ij} d\Omega_{ij} d\Omega_{\alpha - ij}} dE_{ij} d\Omega_{ij} d\Omega_{\alpha - ij}$$

où E_3, Ω_3, Ω_4 sont les variables du laboratoire correspondant dans nos conditions d'expérimentation à l'énergie proton et aux directions d'émission du proton et du neutron détectés.

Par suite :

$$\frac{d^3 \sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = J_{ij} \frac{d^3 \sigma}{dE_{ij} d\Omega_{ij} d\Omega_{\alpha - ij}} \quad (\text{III. 52})$$

$$J_{ij} = \frac{\partial(E_{ij}, \Omega_{ij}, \Omega_{\alpha - ij})}{\partial(E_3, \Omega_3, \Omega_4)}$$

Le jacobien de transformation entre les variables du système $\text{SDS}(\alpha)$ et les variables du laboratoire est calculé dans l'annexe V.

$$J_{ij} = \frac{1}{\mu_{ij} \mu_{\alpha - ij} p_{ij} q_{\alpha - ij}} P \quad (\text{III. 53})$$

où P est le facteur d'espace de phase.

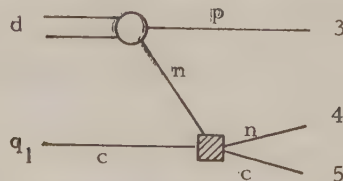
Finalement la section efficace différentielle dans le laboratoire peut s'exprimer en tenant compte de (III. 52) et (III. 50).

$$\boxed{\frac{d^3 \sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = A F_{ij} \rho(E_{ij}) J_{ij}} \quad (\text{III. 54})$$

III. 2. 3 - Diffusion quasi-élastique. Approximation d'impulsion

Les conditions cinématiques choisies entendent favoriser l'interaction dans l'état final et sont donc assez loin des conditions de la diffusion quasi-élastique. Nous avons cependant calculé l'allure des spectres obtenus à l'aide de l'approximation d'impulsion. Celle-ci est l'approximation au premier ordre de la série de multi-diffusion (voir III. 10).

L'amplitude de simple diffusion sera alors représentée par le graphe :



(cas du proton 3 spectateur, le neutron incident diffusant sur la cible).

L'amplitude de transition est :

$$T_{fi} = \langle \vec{p}'_3 \vec{q}'_3 | t_3 | (p'_3{}^2 + q'_3{}^2) | \psi_d \vec{q}_1 \rangle$$

La normalisation est telle que $p'_i{}^2 + q'_i{}^2$ est l'énergie du système :

$$|\psi_d, \vec{q}\rangle = \int d\vec{p} \ \Phi(\vec{p}) | \vec{p} \vec{q} \rangle$$

d'où :

$$T_{fi} = \int d^3\vec{p}_1 \langle \vec{p}'_3 \vec{q}'_3 | t_3 (p'_3{}^2 + q'_3{}^2) | \vec{p}_1 \vec{q}_1 \rangle \Phi_d(\vec{p}_1)$$

Les moments dans l'état final $\vec{p}'_3$, $\vec{q}'_3$ et le moment initial $\vec{q}_1$ sont déterminés par l'expérience.

Il nous faut introduire le vecteur d'état initial $|\vec{p}_3 \vec{q}_3\rangle$ de façon à faire apparaître un élément de matrice à 2 corps

$$T_{fi} = \int d^3\vec{p}_1 d^3\vec{q}_3 d^3\vec{p}_3 \langle \vec{p}'_3 \vec{q}'_3 | t_3 (\vec{p}'_3{}^2 + \vec{q}'_3{}^2) | \vec{p}_3 \vec{q}_3 \rangle \langle \vec{p}_3 \vec{q}_3 | \vec{p}_1 \vec{q}_1 \rangle \cdot \Phi_d(\vec{p}_1)$$

L'élément de matrice $\langle \vec{p}_3 \vec{q}_3 | \vec{p}_1 \vec{q}_1 \rangle$ relie 2 représentations du même état initial. On a d'après l'annexe II :

$$\langle \vec{p}_3 \vec{q}_3 | \vec{p}_1 \vec{q}_1 \rangle = \delta(\vec{p}_3 + \frac{1}{2}\vec{p}_1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\vec{q}_1) \delta(\vec{q}_3 - \frac{\sqrt{3}}{2}\vec{p}_1 + \frac{1}{2}\vec{q}_1)$$

$$\langle \vec{p}'_3 \vec{q}'_3 | t_3 (p'_3{}^2 + q'_3{}^2) | \vec{p}_3 \vec{q}_3 \rangle = \delta(\vec{q}_3 - \vec{q}'_3) \langle \vec{p}'_3 | t_3 (p'_3{}^2) | \vec{p}_3 \rangle$$

Les intégrations respectives sur $\vec{p}_3$, $\vec{q}_3$ et $\vec{p}_1$ donnent :

$$T_{fi} = \langle \vec{p}'_3 | t_3 (p'_3{}^2) | -\frac{1}{\sqrt{3}}(\vec{q}'_3 + 2\vec{q}_1) \rangle \Phi_d \left[\frac{1}{\sqrt{3}}(2\vec{q}'_3 + \vec{q}_1) \right] \quad (\text{III. 55})$$

En appelant $\vec{k}_1$ le moment du deuton incident dans le laboratoire $\vec{k}_3$, $\vec{k}_4$, $\vec{k}_5$ les moments des particules dans la voie de sortie :

$$T_{fi} = \langle \frac{1}{2}(\vec{k}_4 - \vec{k}_5) | t_3 (1/4 |\vec{k}_4 - \vec{k}_5|^2) | 1/2(\vec{k}_1 - \vec{k}_3) \rangle \Phi_d(\frac{\vec{k}_1}{2} - \vec{k}_3)$$

et (annexe III)

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} = \frac{2\pi}{h} \frac{1}{V_{inc}} P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) |T_{fi}|^2$$

L'amplitude de diffusion 2 corps dans T_{fi} est hors couche d'énergie par son état initial. L'approximation du modèle spectateur⁽³⁵⁾ consiste à approcher t_3^2 par la section efficace libre 4-5 sur la couche d'énergie, ce qui permet d'écrire :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} = C \left| \Phi_d \left(\frac{\vec{k}_1}{2} - \vec{k}_3 \right) \right|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{45} P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \quad (\text{III. 56})$$

La section efficace est prise pour une énergie centre de masse

$$E_{CM} = 1/4 |\vec{k}_4 - \vec{k}_5|^2$$

et un angle θ_{cm}

$$\theta_{cm} = \arccos \frac{(\vec{k}_1 - \vec{k}_3) \cdot (\vec{k}_4 - \vec{k}_5)}{|\vec{k}_1 - \vec{k}_3| |\vec{k}_4 - \vec{k}_5|}$$

La formule (III. 56) valable dans le cas du proton spectateur 3 s'applique de la même façon au calcul du neutron spectateur 4.

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISON
AVEC L'ANALYSE THEORIQUE

IV.1 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

La figure (IV.1) montre un spectre bi-paramétrique obtenu, dans le plan

- énergie proton. (en ordonnées),
- temps de vol neutron (en abscisses),

les évènements sont répartis le long d'une courbe reproduisant la ligne cinématique de la réaction $d(p, pn)p$. Les évènements en dehors de cette ligne, sont principalement fortuits. Après soustraction du bruit de fond pour chaque canal, les spectres sont projetés sur l'axe proton.

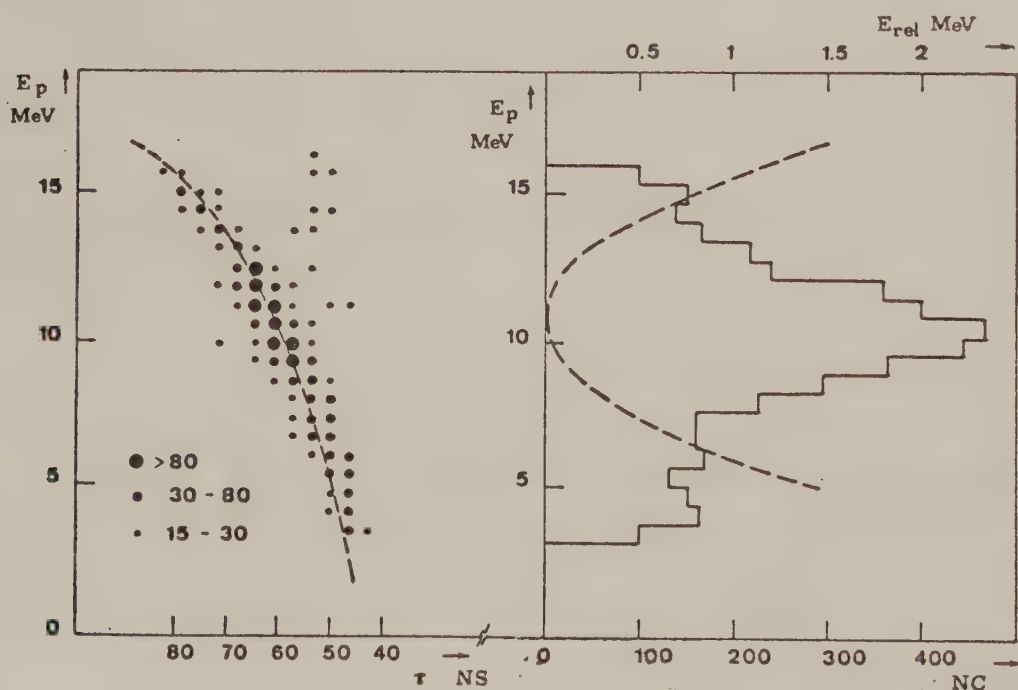


FIGURE IV.1 - Spectre biparamétrique neutron-proton et spectre obtenu par projection sur l'axe énergie proton, $E_d = 27,5$ MeV, $\theta_n = \theta_p = 7^\circ$. En pointillés : courbe cinématique calculée. Sur le spectre projeté, la courbe représente l'énergie interne du système n-p en fonction de l'énergie proton.

IV. 1.1 - Détermination des sections efficaces

Si N_{34} est le nombre de coups dans l'intervalle d'énergie protons $\Delta E_3 = \Delta E_p$, on établit facilement la formule suivante :

$$N_{34} = e(E_4) [1 - \eta(E_4)] \frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} n_{\text{inc}} n_{\text{cible}} \quad (\text{IV. 1})$$

$$\times \Delta\Omega_3 \Delta\Omega_4 \Delta E_3$$

où :

$e(E_4)$ est l'efficacité de détection du détecteur neutron, à l'énergie E_4 correspondant à E_3
 $\eta(E_4)$ représente le pourcentage de perte de neutrons d'énergie E_4 dans les détecteurs et la fenêtre de sortie de la chambre

n_{cible} est le nombre d'atomes cibles par cm^2

n_{inc} est le nombre de particules incidentes sur la cible pendant la mesure

Durant celle-ci nous comptons également dans le télescope les protons ou deutons élastiquement diffusés. Si $N_{\text{élast.}}$ en est le nombre, nous avons :

$$N_{\text{élast.}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{élast.}} n_{\text{inc}} n_{\text{cible}} \Delta\Omega_3$$

où :

$(d\sigma/d\Omega)_{\text{élast.}}$ est la section efficace différentielle à l'angle de mesure. Cette valeur est connue avec une assez bonne précision⁽³⁰⁾ d'où finalement :

$$n_{\text{inc}} n_{\text{cible}} \Delta\Omega_3 = \frac{N_{\text{élast.}}}{(d\sigma/d\Omega)_{\text{élast.}}}$$

En reportant dans (III. 1) :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} = \frac{N_{34}}{N_{\text{élast.}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{élast.}} \frac{1}{e(E_4) (1 - \eta(E_4))} \frac{1}{\Delta\Omega_4 \Delta E_3} \quad (\text{IV. 2})$$

Cette méthode nous permet de diminuer les erreurs sur :

i) l'intensité incidente : comme les courants de faisceau utilisés sont faibles, toute variation du zéro de l'appareil de mesure, entraîne des erreurs non négligeables dans le monitoring,

ii) l'épaisseur de la cible : les cibles CH^2 sont des cibles du commerce dont l'épaisseur donnée n'est qu'approximative. Il peut de plus, y avoir détérioration de la cible pendant l'expérience sous l'impact du faisceau. De même des variations de pression sont possibles dans la cible gazeuse

iii) l'angle solide proton : comme aucun diaphragme n'est utilisé devant le détecteur ΔE (pour éviter d'accroître $\eta(E_4)$), on ne connaît pas très bien la surface utile de la jonction.

Pour certains angles il n'a pas été possible, pour des considérations de dynamique, d'enregistrer le pic de diffusion élastique pendant la mesure. Nous avons alors procédé de la façon suivante :

Un détecteur semiconducteur est placé à un angle fixe $\theta_m \approx 44^\circ$. Pendant la mesure, le pic élastique de diffusion donne :

$$N_m = (d\sigma/d\Omega)_{\theta_m} n_{\text{inc}} n_c \Delta\Omega_m \quad (\text{IV. 3})$$

le produit $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta_m} \Delta\Omega_m$ est déterminé par des mesures séparées où l'on prend simultanément les pics de diffusion à l'angle θ_m et à l'angle θ de l'expérience.

$$N_{\theta} = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta} n'_{inc} n_c \Delta\Omega_3$$

$$N'_m = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta_m} n'_{inc} n_c \Delta\Omega_m$$

d'où :

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta_m} \Delta\Omega_m = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta} \Delta\Omega_3 \frac{N'_m}{N_{\theta}}$$

L'expression (IV. 3) donne :

$$N_m = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta} n'_{inc} n_c \Delta\Omega_3 \frac{N'_m}{N_{\theta}}$$

$$\frac{1}{n'_{inc} n_c \Delta\Omega_3} = \frac{1}{N_m} (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta} \frac{N'_m}{N_{\theta}}$$

expression que l'on reporte dans (IV. 1).

IV. 1. 2 - Efficacité des détecteurs.

L'obtention des sections efficaces $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3}$ nécessite comme l'indique (IV. 2) la connaissance de l'efficacité de détection des compteurs neutrons.

Nous avons résolu le problème de deux façons :

1) en développant un programme de calcul d'efficacité par des méthodes de Monte-Carlo⁽³¹⁾
Ce calcul, fait pour les géométries de nos détecteurs (parallélépipédique dans le cas de (d+p), cylindrique dans le cas de (p+d) inclut les réactions des neutrons sur l'hydrogène (n + p élastique) et le ^{12}C du scintillateur : $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$, $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$, $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)$, $^{12}\text{C}(n, n')^3\alpha$, $^{12}\text{C}(n, np)$.

Les résultats du calcul pour le scintillateur cylindrique sont indiqués figure IV. 2. Nous avons vérifié quelques points à l'aide de la réaction de production de neutrons $d(d, n)^3\text{He}$.

2) Dans le cas de l'expérience (d + p) réalisée avec les grands scintillateurs, le calcul a été fait en assimilant le détecteur à un seul bloc 70 x 40 x 10 cm. Cette hypothèse, ajoutée au fait que les effets de résolution, d'absorption et de collection de lumière, jouent un rôle plus important que dans le précédent, rend le calcul plus imprécis. De plus, l'énergie des neutrons étant en moyenne plus élevée, nous disposons de résultats beaucoup plus rares en ce qui concerne les sections efficaces $n-^{12}\text{C}$ et le mécanisme de ces réactions. Or précisément l'influence de ces réactions va être accrue par rapport aux diffusions sur l'hydrogène. Nous avons donc entrepris la mesure expérimentale de l'efficacité dans une zone d'énergie aussi large que possible, à l'aide de la réaction $d(d, n)^3\text{He}$.

La figure (IV. 3) montre les résultats expérimentaux et ceux du calcul de Monte-Carlo.

IV. 1. 3 - Absorption des neutrons dans le télescope

Le proton et le neutron étant détectés au même angle, ce dernier doit traverser le télescope avant d'atteindre le scintillateur. Comme la matière traversée est assez inhomogène, il est préférable de réaliser une mesure directe de l'absorption.

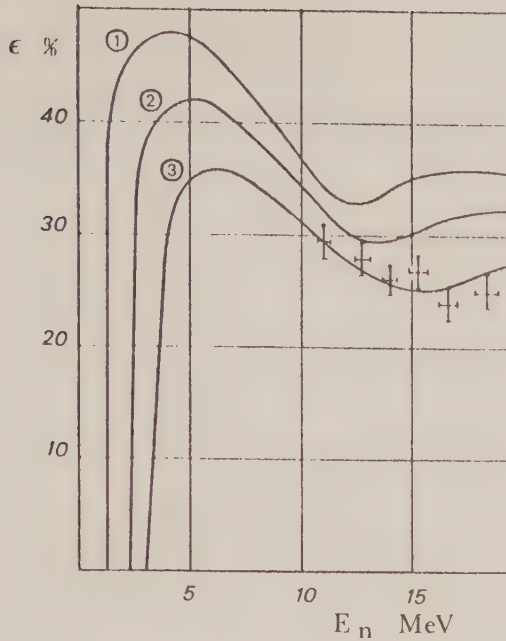


FIGURE IV. 2

Efficacité du détecteur neutron dans le cas du scintillateur cylindrique pour différents seuils de détection B . Les courbes sont le résultat d'un calcul de Monte-Carlo. Les points expérimentaux ont été mesurés pour un seuil $B = 0,9$ MeV. B est en MeV. UEQ (Unité équivalente d'électron).

(1) $B = 0,4$ MeV

(2) $B = 0,6$ MeV

(3) $B = 0,9$ MeV

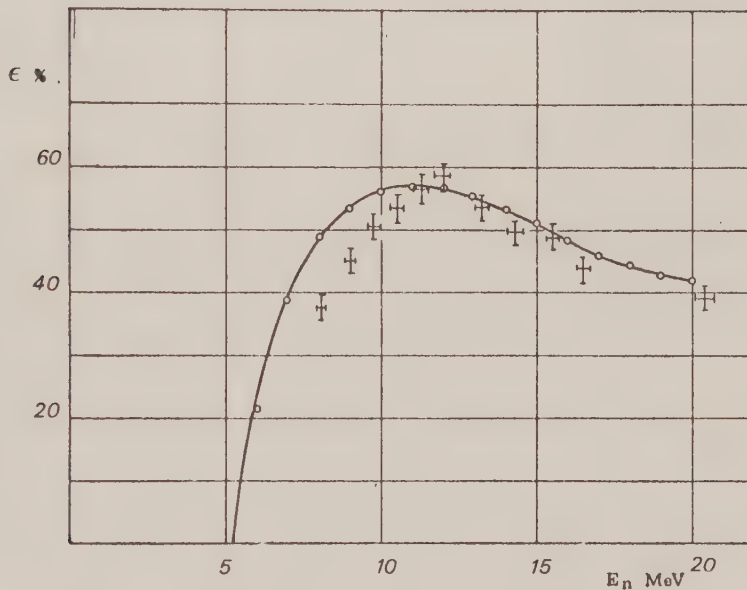


FIGURE IV. 3 - Efficacité des détecteurs neutrons parallélipédiques. Les points expérimentaux ont été mesurés grâce à la réaction $d(d, n)^3\text{He}$.

A cette fin, nous avons de nouveau employé la réaction $d(d, n)^3\text{He}$. Par coïncidence ^3He -neutron, nous sélectionnons sur le spectre temps de vol le pic de neutrons monoénergétiques correspondant aux angles choisis. Nous faisons ensuite passer le télescope jonction, alors passif, devant le scintillateur neutron. Il suffit de mesurer le taux de comptage dans le pic neutron, en fonction de l'angle du télescope. La partie supérieure de la figure (IV. 4) donne un exemple d'une telle courbe pour $\theta_{^3\text{He}} = 33^\circ$, $\theta_n = 62^\circ$, ce qui correspond à des neutrons de 16 MeV. La forme du porte-jonction explique l'allure de cette courbe : la plus grande absorption de chaque côté des jonctions est due aux parois du porte-jonction en aluminium. La mesure a été faite pour des neutrons de 8,4 MeV, 11,3 MeV, 14,2 MeV et 16 MeV. Compte-tenu de la précision des résultats, nous n'avons pas trouvé de variation significative de l'absorption en fonction de l'énergie : il y a une relative compensation entre la diminution des sections efficace élastiques et

l'augmentation des sections efficaces inélastiques sur les différents éléments (Cu, Fe, Al)⁽³²⁾ constituant l'ensemble jonction, porte-jonction.

La valeur $\eta = 0,11 \pm 0,04$ a été adoptée pour l'ensemble de la plage d'énergie.

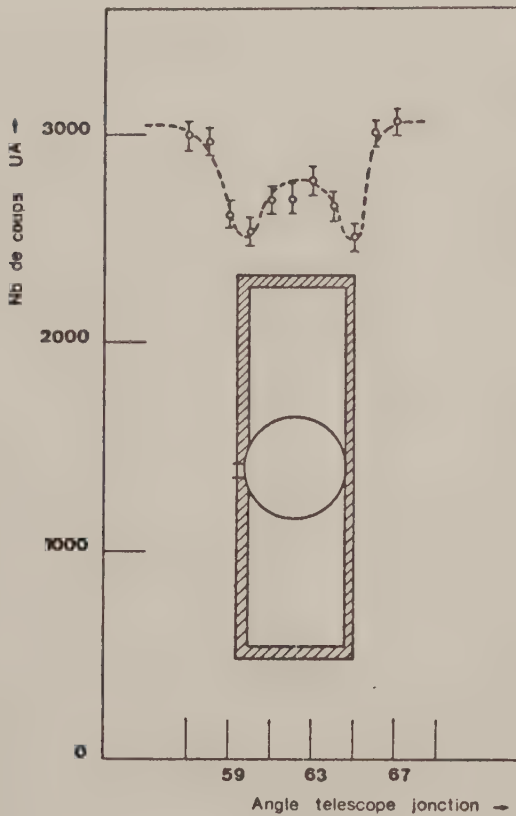


FIGURE IV.4

Absorption des neutrons lors de leur traversée du télescope.

$$\theta_{\text{He}} = 33^\circ ; \theta_n = 62^\circ$$

IV.1.4 - Présentation des résultats et évaluation des erreurs

A partir des spectres expérimentaux, un programme écrit en FORTRAN trace les courbes $d^3\sigma / d\Omega_p d\Omega_n dE_p$ en fonction de E_p et calcule les erreurs correspondantes.

Différents phénomènes sont pris en considération dans ce calcul

a) L'absorption des particules incidentes dans la cible (deutons de 27,5 MeV à 20 MeV, protons de 13,5 MeV). Les courbes de pertes par unité de parcours en fonction de l'énergie sont paramétrisées sous forme de polynômes de degré < 9 (par un calcul de χ^2 à partir des données référence 33) et introduites dans le calcul.

b) L'absorption des protons dans la cible. Les courbes de parcours⁽³³⁾ ont été utilisées sous la forme $R = a E^b$, a et b ont été déterminés par une méthode de moindre carré : pour le CH^2 :

$$\text{Log } a = 0,587$$

$$b = 1,779$$

pour le CD^2 :

$$\text{Log } a = 0,8112$$

$$b = 1,739$$

c) Pour chaque canal ΔE_p , sont calculées :

- l'énergie moyenne des protons d'après la droite d'étalonnage déterminée expérimentalement, puis l'énergie avant l'absorption dans la cible et, d'après la cinématique à 3 corps, l'énergie E_4 du neutron correspondant.
- Les corrections d'efficacité et d'absorption à l'énergie neutron E_4 sont alors faites. Les courbes $e = f(E_n)$ sont introduites dans le programme de la même façon que les pertes d'énergie.

d) La perte de comptage par temps mort : en particulier le temps mort au niveau de la calculatrice pouvait varier entre 1 % et 2 % suivant l'angle.

e) La valeur exacte de la largeur en MeV du canal : compte-tenu des pertes d'énergie dans la cible, des différences de l'ordre de 4% existent entre le bas et le haut de la bande d'énergie protons.

f) Les différentes erreurs pour le calcul de $d^3\sigma$ sont estimées pour chaque énergie protons. Le calcul donne l'erreur absolue globale.

Le tableau ci-dessous résume les différentes imprécisions intervenant dans le calcul de la section efficace.

Statistique	5 à 10 %
Erreur sur le bruit de fond	2 à 5 %
Absorption	5 %
Efficacité	4 à 7 %
$T = 1/n_{inc} \cdot n_c \Delta\Omega_3$	5 %
$\Delta\Omega_n$	négligeable
ΔE_p	2 %

1) L'erreur statistique et l'erreur d'estimation sur le bruit de fond sont les causes principales de l'imprécision des résultats. Elles sont variables suivant l'angle de mesure et suivant la ligne cinématique. Le bruit de fond, tel qu'il ressort des taux de comptage en dehors de la cinématique ou des comparaisons spectre vrai et spectre fortuit, peut atteindre 15% du total.

2) Erreur due à l'absorption. Le coefficient $\alpha = \frac{1}{1 - \tau(E_4)}$ de la formule (IV. 2) est égal au rapport τ_1/τ_2 où τ_1 est le taux de comptage obtenu sans absorbant et τ_2 le taux de comptage avec absorbant (voir mesure de l'absorption). On a : $d\alpha/\alpha = \sqrt{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}}$ ce qui donne une erreur statistique moyenne de 5% pour les différentes mesures effectuées.

3) Erreur sur la valeur de l'efficacité des détecteurs neutron, mesurée en réaction $d(d,n)^3\text{He}$. Là où seul le calcul est utilisé, l'erreur dépend surtout de la précision des sections efficaces $n\text{-}^{12}\text{C}$ et de la position du seuil de discrimination. Compte-tenu de la discussion entreprise dans ⁽³¹⁾, une erreur de 5% semble raisonnable.

4) L'imprécision sur le rapport $T = 1/n_{inc} \cdot n_c \Delta\Omega_3$ d'après la méthode employée est due :

- à l'erreur statistique sur le pic de diffusion élastique
- à l'erreur sur l'estimation du bruit de fond sous le pic
- aux imprécisions angulaires
- à la valeur de la section efficace différentielle. Celle-ci est tirée pour la réaction 3 nucléons, des calculs développés à partir de la méthode des déphasages de Van Oers et Brockmann ⁽³⁰⁾, et d'une confrontation avec les résultats expérimentaux ⁽³⁴⁾. L'imprécision est de l'ordre de 5 %.

5) Les erreurs sur l'angle solide neutron et la largeur du canal d'énergie sont faibles devant les précédentes.

IV.2 - EXPERIENCE $p+d \rightarrow p+n+p$

Les résultats de l'étude de l'interaction dans l'état final concernant la réaction de break-up ($p+d$), sont rassemblés dans les figures IV.5 (étude en fonction de l'angle de production de la paire en interaction) et IV.6 (étude en fonction de l'angle de désintégration de la paire :

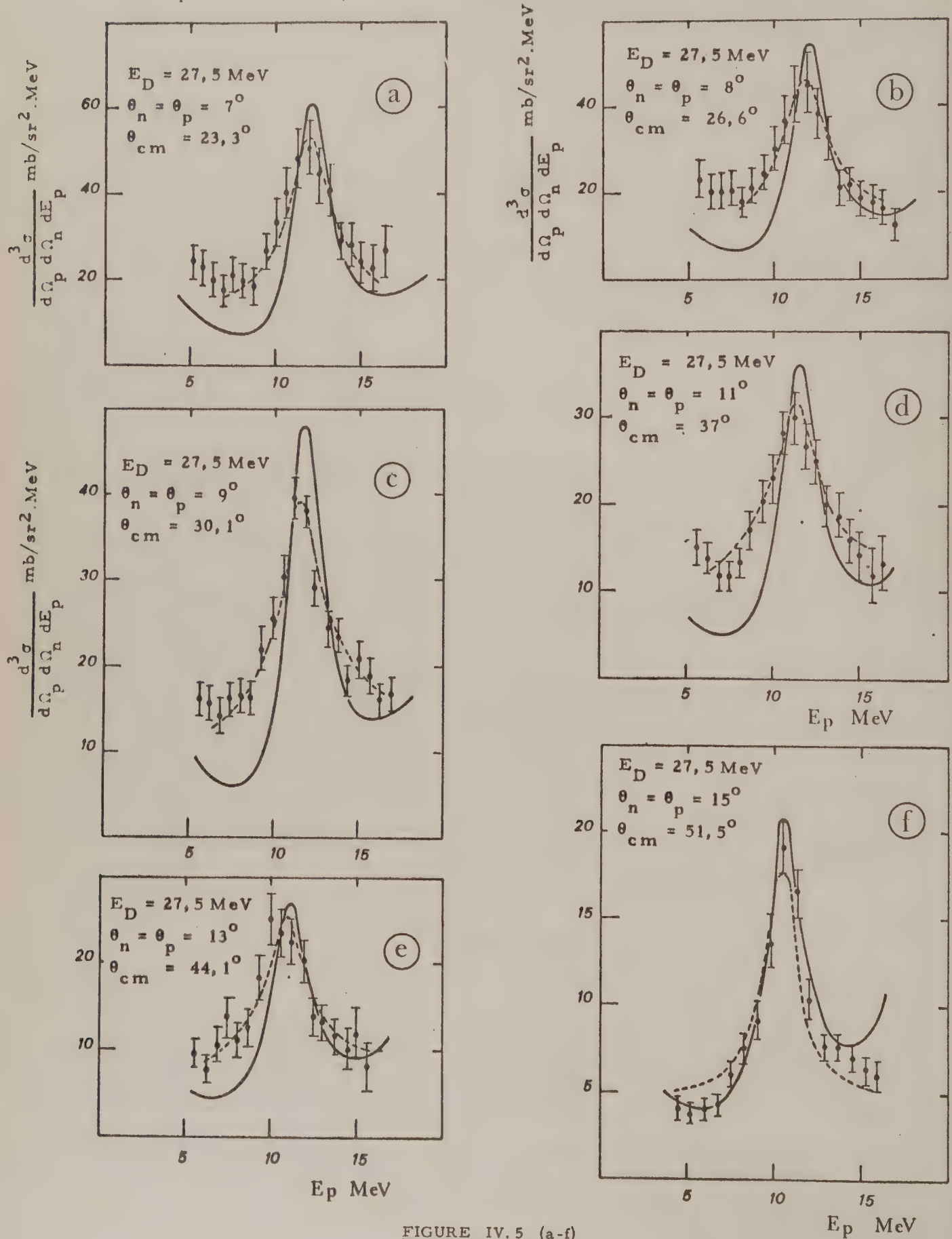


FIGURE IV.5 (a-f)

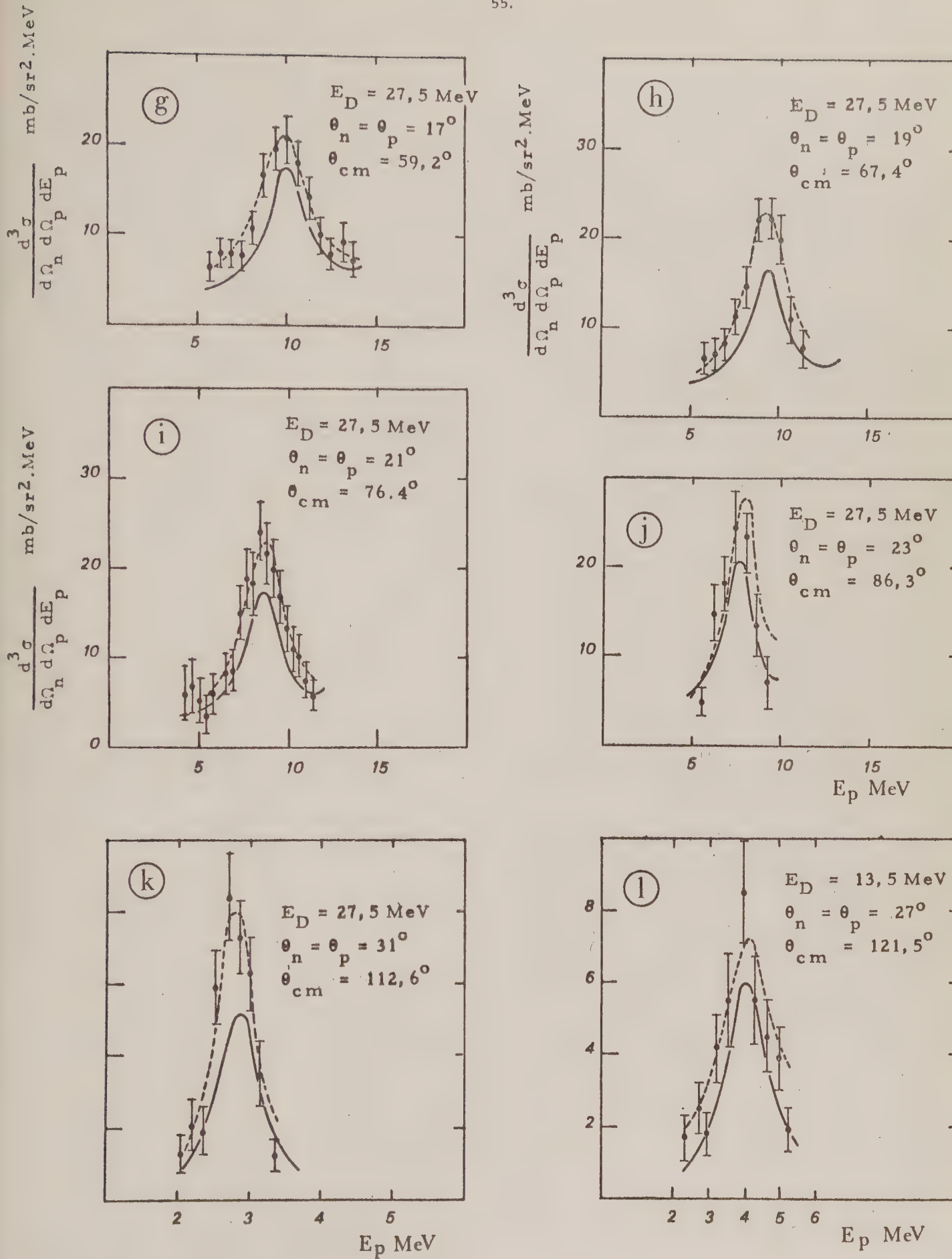


FIGURE IV.5 (g-l)

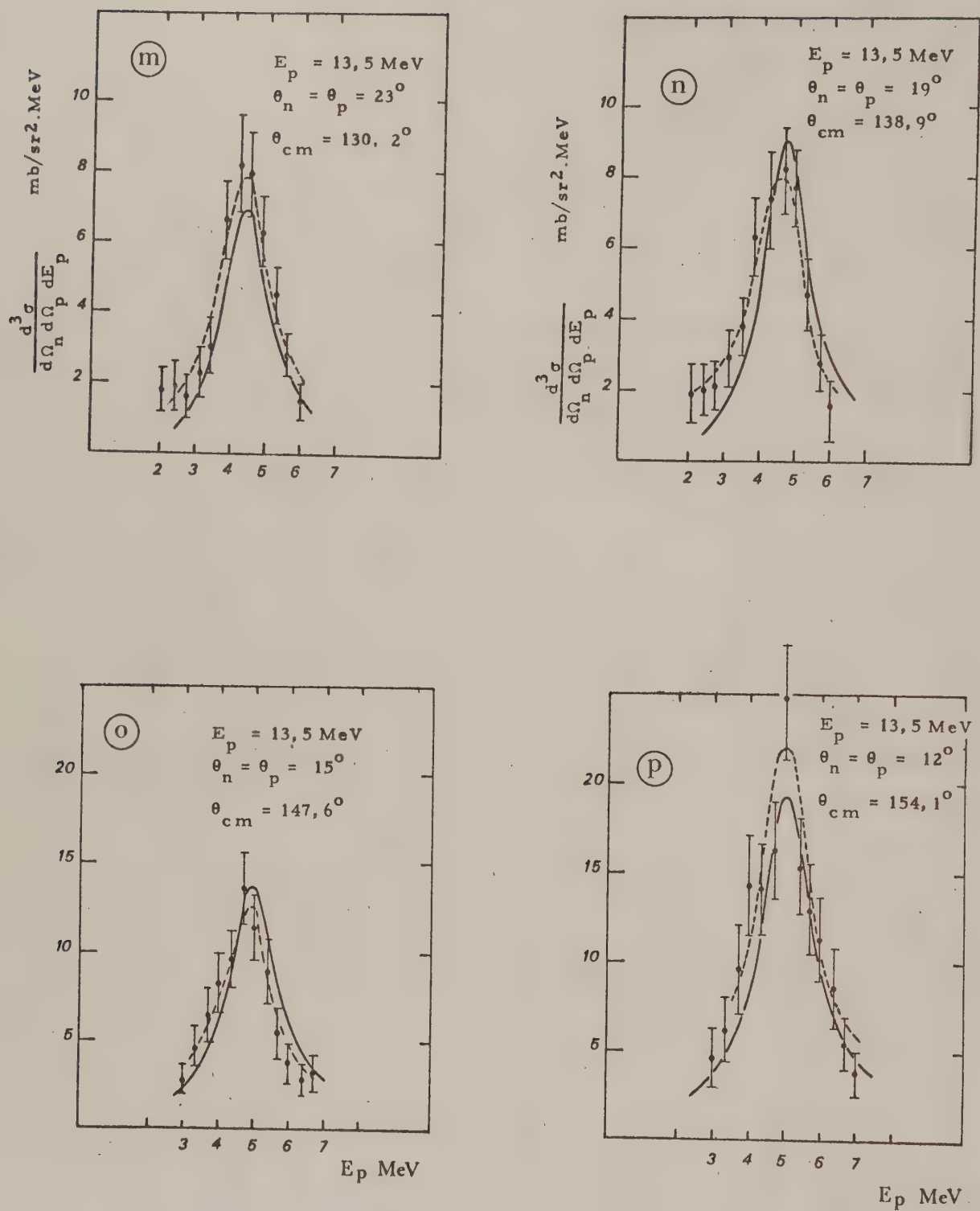


FIGURE IV.5 (a - p). - Spectres observés en fonction de l'angle de production de la résonance p-n (θ_{cm})

— Calcul "exact" d'Ebenhöh
 --- Application du modèle PGB

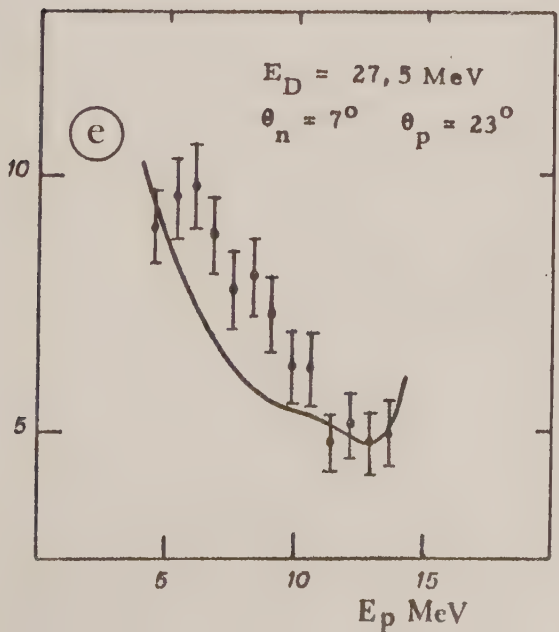
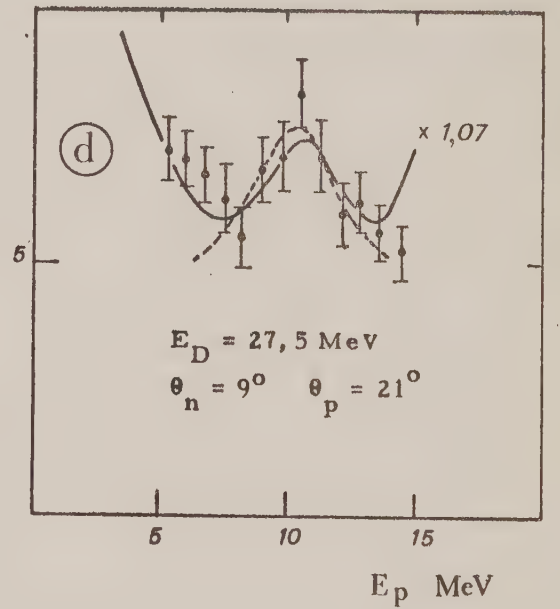
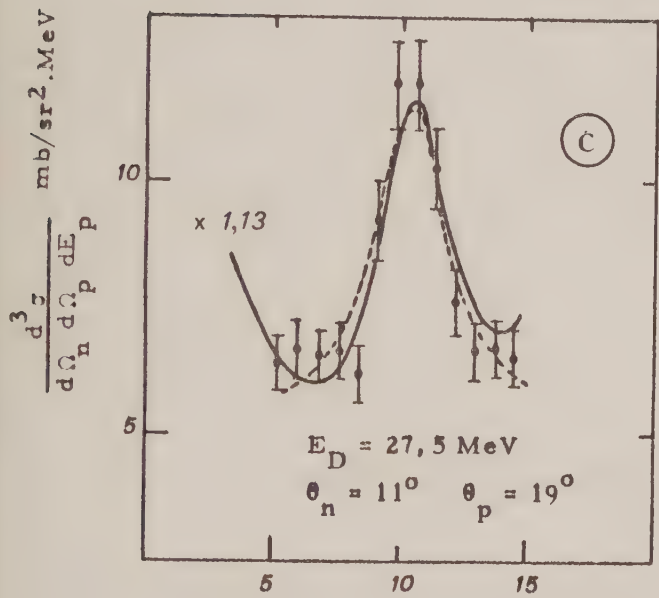
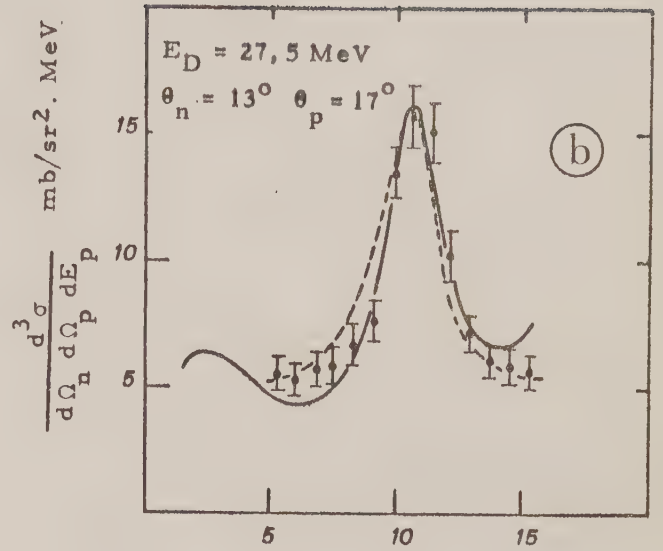
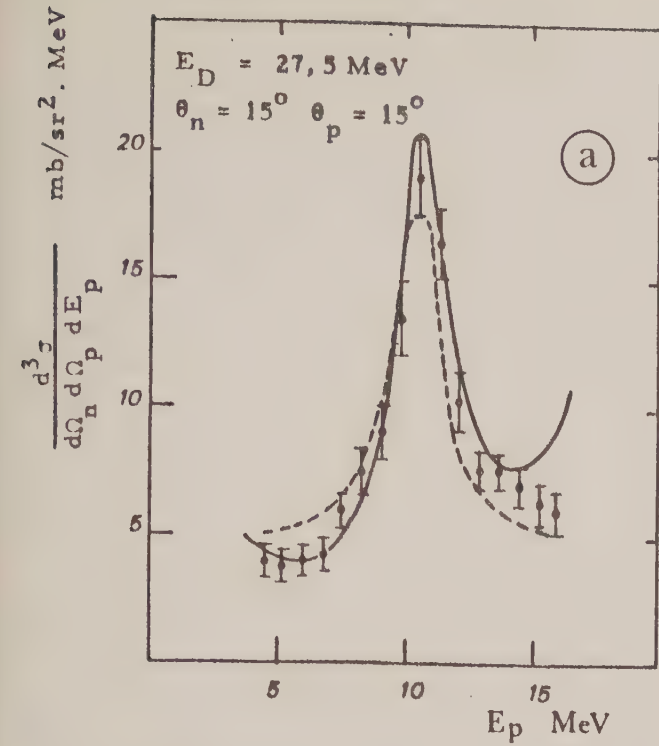


FIGURE IV. 6 (a-e)

Spectres observés en fonction de l'angle de désintégration de la résonance (p-n) pour $\theta_{cm} = 51,5^\circ$

— Ebenhöh
 ---- modèle de Watson-Migdal
 Les facteurs multiplicatifs sont applicables aux courbes du modèle d'Ebenhöh

IV. 2. 1 - Etude en fonction de l'angle de production

L'ensemble des mesures, aussi bien dans l'expérience réalisée avec les deutons incidents de 27,5 MeV que dans celle avec des protons incidents de 13,5 MeV (figure IV. 5), montre pour chaque spectre un large pic, ayant son maximum pour des valeurs d'énergie interne p-n voisines de zéro, superposé à un fond plus ou moins important.

IV. 2. 1. 1 - Analyse avec le modèle de Phillips-Griffy-Biedenharn

Dans la réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$ où 3 et 4 sont en interaction dans l'état final, la section efficace différentielle est donnée par la formule (III. 54) :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} = A F_d * (E_{34}) \rho(E_{34}) J_{34} \quad (IV. 4)$$

où la signification des différents termes a été donnée précédemment.

Une expression complète de la section efficace doit faire intervenir une somme de termes telle que (IV. 4) (ceci en négligeant toutes les possibilités d'interférence).

Pour la réaction $p + d \rightarrow p + n + p$ il y a 5 interactions dans l'état final :

- interaction singulet 1S_0 dans les systèmes (n-p) (3-4) et (4-5) et p-p (3-5)
- interaction triplet 3S_0 dans les systèmes n-p (3-4) et (4-5).

Les contributions de ces différentes I. E. F. ont été calculées, en utilisant la même relation (IV. 4) du modèle. PGB, pour tous les cas expérimentaux.

A titre d'exemple, on donne les résultats pour $\theta_n = \theta_p = 7^\circ$ et $\theta_n = \theta_p = 21^\circ$ dans (d + p) et $\theta_n = \theta_p = 12^\circ$ dans (p + d) (figures IV. 7, IV. 8, IV. 9).

Les phénomènes de diffusion quasi-élastique jouent un rôle très important dans la réaction de break-up $N + d$ (14, 40).

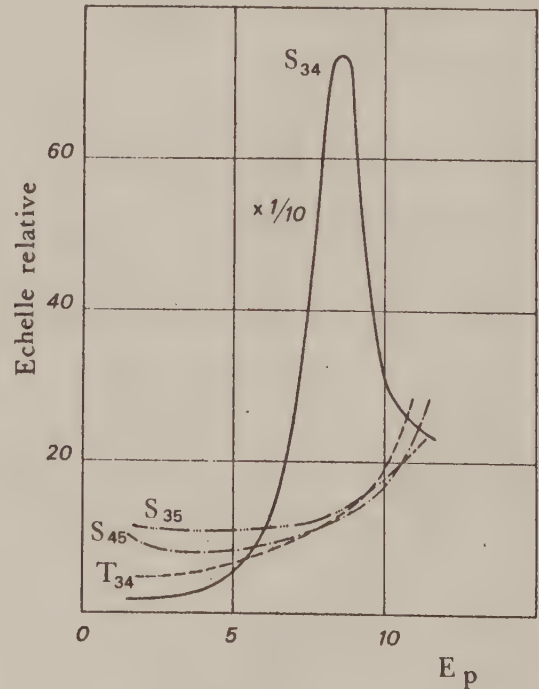
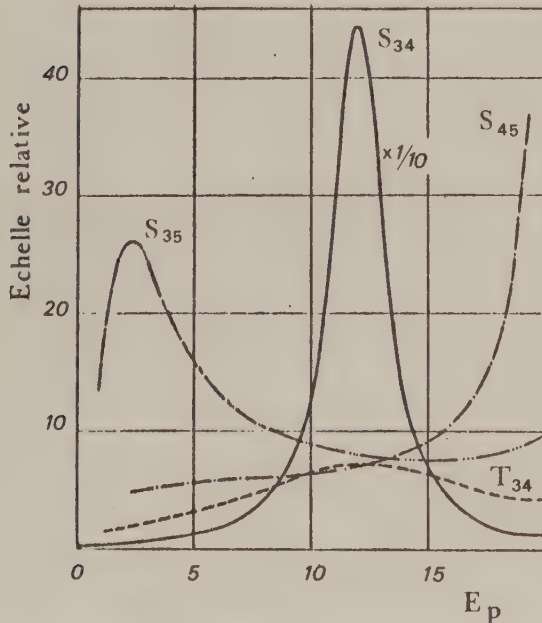


FIGURE IV. 7 - Interactions singulet et triplet dans d + p à $\theta_n = \theta_p = 7^\circ$

FIGURE IV. 8 - Interactions singulet et triplet dans d + p à $\theta_n = \theta_p = 21^\circ$

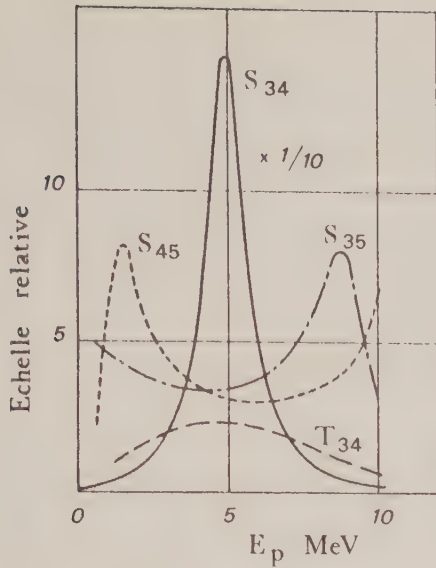


FIGURE IV.9 - Interaction singlet et triplet dans $p + d$ à $\theta_n = \theta_p = 12^\circ$

Bien qu'éloigné des pôles spectateurs par suite des conditions cinématiques choisies, il nous a paru nécessaire de calculer la forme du spectre produit en supposant un processus de diffusion quasi-libre. Les particules spectatrices peuvent être, soit le neutron ou le proton incident dans la réaction $d + p$ (moment transféré minimum), soit le proton ou le neutron cible dans la réaction $p + d$ (énergie cinétique minimum).

Les résultats de ces calculs faits à l'aide du modèle spectateur décrit au chapitre III, sont donnés figures IV.10, IV.11 et IV.12 pour les mêmes conditions cinématiques que précédemment.

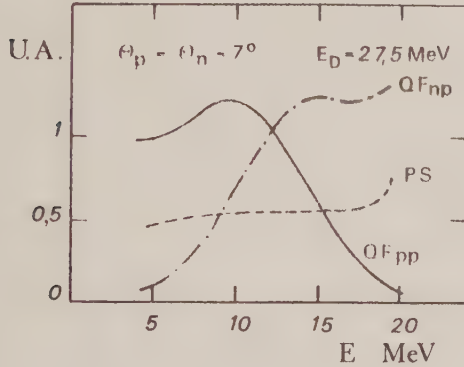


FIGURE IV.10 - Spectres de diffusion quasi-élastique et d'espace de phase dans $d + p$ à $\theta_n = \theta_p = 7^\circ$

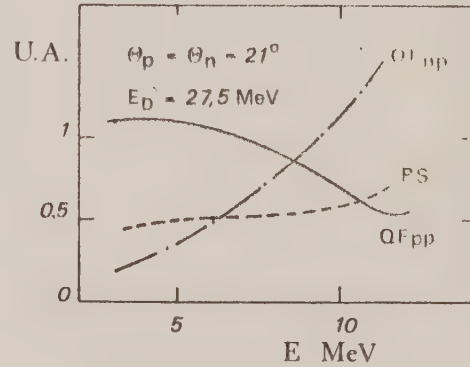


FIGURE IV.11 - Spectres de diffusion quasi-élastique et d'espace de phase dans $d + p$ à $\theta_n = \theta_p = 21^\circ$

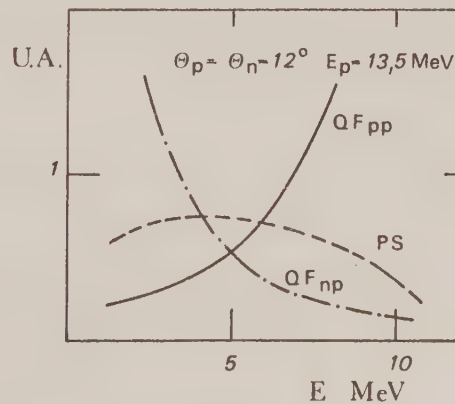


FIGURE IV.12 - Spectres de diffusion quasi-élastique et d'espace de phase dans $p + d$ à $\theta_n = \theta_p = 12^\circ$

Dans le cas où les 3 particules de la voie de sortie sont émises simultanément, le spectre en énergie obtenu dans le laboratoire est proportionnel au facteur d'espace de phase déjà calculé. L'allure de ce spectre est également indiqué sur les mêmes figures.

Nous avons donc finalement :

$$\begin{aligned} \frac{d^3 \sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = & A \rho_{34}^s F_{34} J_{34} + B \rho_{35}^s F_{35} J_{35} + C \rho_{45}^s F_{45} J_{45} \\ & + D \rho_{34}^t F_{34} J_{34} + E \rho_{45}^t F_{45} J_{45} + F Q f \\ & + G P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \end{aligned} \quad (IV. 5)$$

ou :

Qf est le carré de l'amplitude quasi-élastique

P est le facteur d'espace de phase,

ρ, F, J ont été définis antérieurement.

Les exemples précédents nous montrent en règle générale :

- que le spectre (n-p) singulet a une forme différente de celle de l'ensemble des autres contributions possibles,
- que dans la région du pic (n-p)₃₄ singulet, les différentes amplitudes ont une structure assez semblable (sauf peut-être pour le quasi-élastique) que l'on peut considérer, soit comme constante, soit comme suivant les variations de l'espace de phase.

Nous n'avons donc conservé que 2 termes dans l'expression (IV. 5) :

$$\frac{d^3 \sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = A \rho_{34}^s F_{34} J_{34} + B \quad (IV. 6)$$

ou

$$\frac{d^3 \sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = A \rho_{34}^s F_{34} J_{34} + B \cdot P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \quad (IV. 7)$$

IV. 2. 1. 1a) Intégration numérique de la fonction singulet

Compte-tenu de la géométrie utilisée (en particulier avec l'expérience deutons où de grands scintillateurs furent employés), il était prévisible que la résolution expérimentale modifie sensiblement la forme des spectres obtenus.

La contribution singulet aux spectres $Y_{34} = \rho_{34}^s F_{34} J_{34}$, a été intégrée numériquement sur l'angle solide du détecteur neutron, sur la largeur et l'épaisseur (pour les cibles gazeuses) de la cible et sur l'énergie incidente. La valeur de la fonction singulet utilisée a donc été :

$$Y_s = \frac{1}{A \cdot B \cdot C} \sum_{i j k} Y_{34} a_i b_j c_k \quad (IV. 8)$$

ou :

a_i est l'angle solide élémentaire pour un élément i du détecteur neutron,

b_j est le poids attribué à l'élément de cible j (caractérisant la densité du faisceau en ce point)

c_k est le poids correspondant à l'énergie incidente E_k .

On a évidemment :

$$A = \sum_i a_i \quad B = \sum_j b_j \quad C = \sum_k c_k$$

A est l'angle solide total du détecteur neutron,

Y_{34} est calculé pour l'énergie incidente E_k , pour un point cible donné et pour un angle solide élémentaire du détecteur neutron.

La surface de celui-ci a été divisée en 28 éléments, la cible en 3 éléments et 5 classes d'énergie ont été considérées. Les poids affectés respectivement à la cible et à l'énergie reproduisent grossièrement la densité spatiale sur la cible et la résolution en énergie du faisceau incident.

Les figures (IV. 13) et (IV. 14) donnent des exemples de résultats.

Dans l'expérience (p + d) à 13,5 MeV la courbe théorique n'est pas affectée notablement par la résolution. Celle-ci intervient de façon plus importante dans l'expérience (d + p) essentiellement à cause des grands scintillateurs utilisés. Dans les 2 cas, le léger déplacement du pic vers les basses énergies est dû à la résolution en énergie incidente.

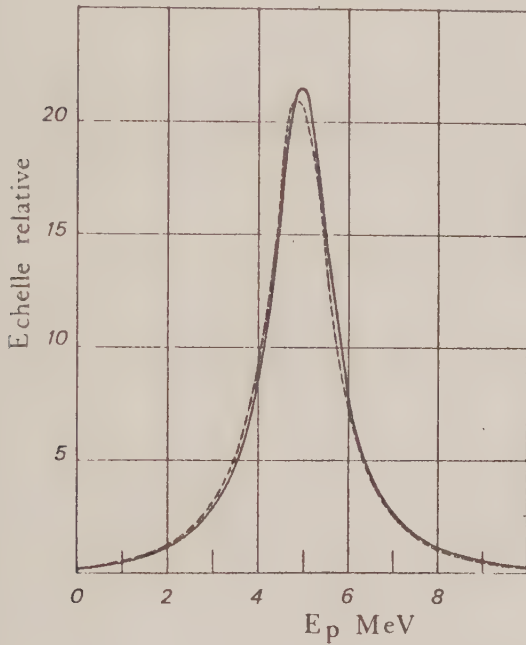


FIGURE IV.13 - Courbe théorique de l'interaction singulet (trait plein) à $\theta_n = \theta_p = 12^\circ$ pour (p + d) et courbe obtenue après intégration numérique sur le compteur neutron, la cible et l'énergie incidente

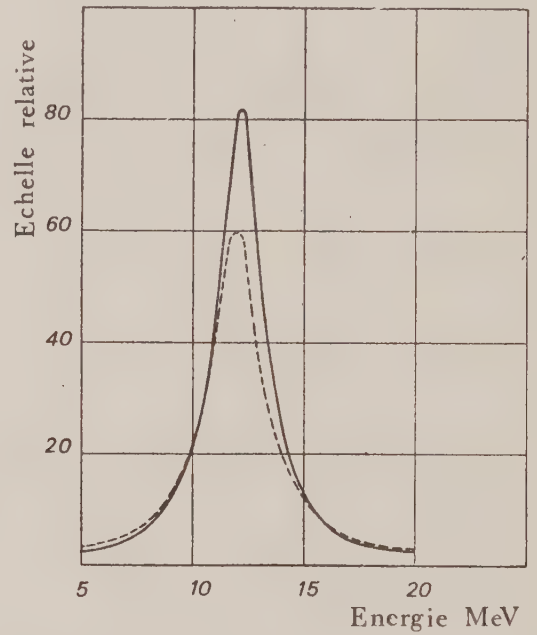


FIGURE IV.14 - Courbe théorique de l'interaction singulet (trait plein) à $\theta_n = \theta_p = 7^\circ$ pour (d + p) et courbe obtenue après intégration numérique sur le compteur neutron, la cible et l'énergie incidente.

IV. 2. 1. 1b) - Contribution singulet

La section efficace différentielle expérimentale est égale à :

$$\sigma(E_3, \Omega_3, \Omega_4) = A Y_s + B P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \quad (IV. 9)$$

où : Y_s est défini dans le paragraphe précédent.

Une telle expression est ajustée sur les résultats expérimentaux. Nous obtenons les valeurs de A et B pour chaque spectre en minimisant la quantité :

$$X^2 = (N - 2)^{-1} \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_{\text{exp}}(i) - \sigma(E_3)}{\Delta \sigma_{\text{exp}}(i)}$$

où N est le nombre de points dans le spectre, $\Delta \sigma_{\text{exp}}(i)$ est l'erreur totale sur le résultat expérimental $\sigma_{\text{exp}}(i)$ et $\sigma(E_3)$ est calculé à l'aide de l'expression (IV. 9)

Les résultats de l'ajustement avec (IV. 9) sont donnés par les courbes en traits pointillés de la figure (IV. 5).

IV. 2. 1. 1c) Section efficace $D(p, d)^* p$

En reportant la valeur de A tirée de l'ajustement précédent dans l'expression (IV. 7) nous avons la valeur de la section efficace différentielle purement singulet :

$$\frac{d^3 \sigma_S}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = A \rho_{34}^s F_{34} J_{34}$$

et d'après (III. 52) :

$$\frac{d^3 \sigma_S}{d\Omega_{34} d\Omega_{5-34} dE_{34}} = A \rho_{34}^s F_{34}$$

Or :

$$i) \quad d\Omega_{5-34} = -d\Omega_{d^*}$$

où Ω_{d^*} est l'angle d'émission du d^* dans le centre de masse total,

ii) Le d^* est dans une configuration ($T = 1, S = 0$) donc la section efficace de décomposition est isotrope dans le système SDS(5). On peut donc intégrer sur l'angle solide Ω_{34}

$$\frac{d^3 \sigma_S}{d\Omega_{d^*} dE_{34}} = 4\pi A \rho(E_{34}) F_{34}$$

et :

$$\frac{d\sigma_S}{d\Omega_{d^*}} = 4\pi A \int_0^{E_r \max} \rho(E_{34}) F_{34} dE_{34} \quad (IV. 10)$$

La valeur $E_r(\max)$ est assez arbitraire. Elle correspond à l'énergie interne maximum pour laquelle le neutron et le proton sont encore considérés comme formant un d^* .

Les résultats des mesures sont résumés dans le tableau IV. 1 et les figures (IV.15) (IV. 16) et (IV. 17).

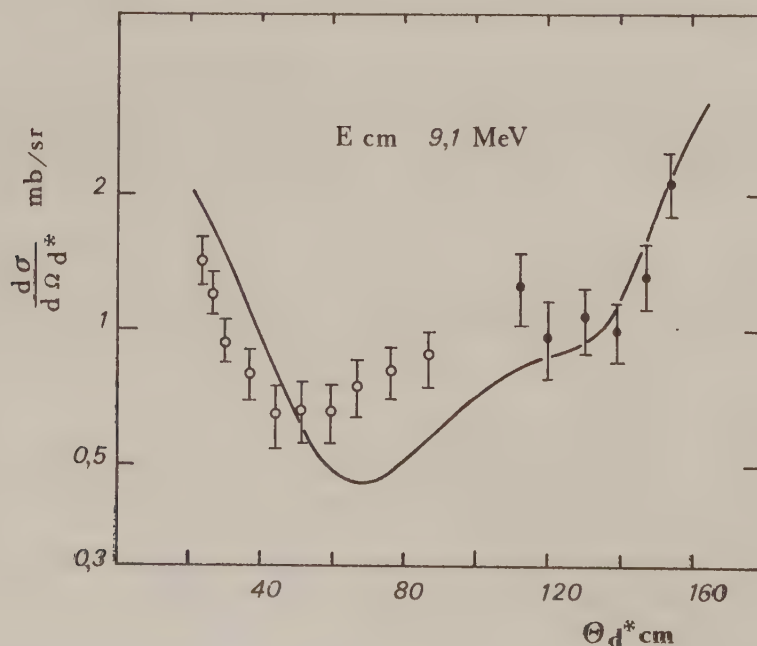


FIGURE IV. 15 - Distribution angulaire mesurée pour la réaction $^2H(p, d)^* ^1H$ à $E_{cm} = 9,1$ MeV. $\circ$ expérience ($d + p$) $\bullet$ expérience ($p + d$), $E_r(\max) = 700$ keV. La courbe est la section efficace différentielle singulet des calculs d'Ebenboh prise pour une énergie relative nulle.

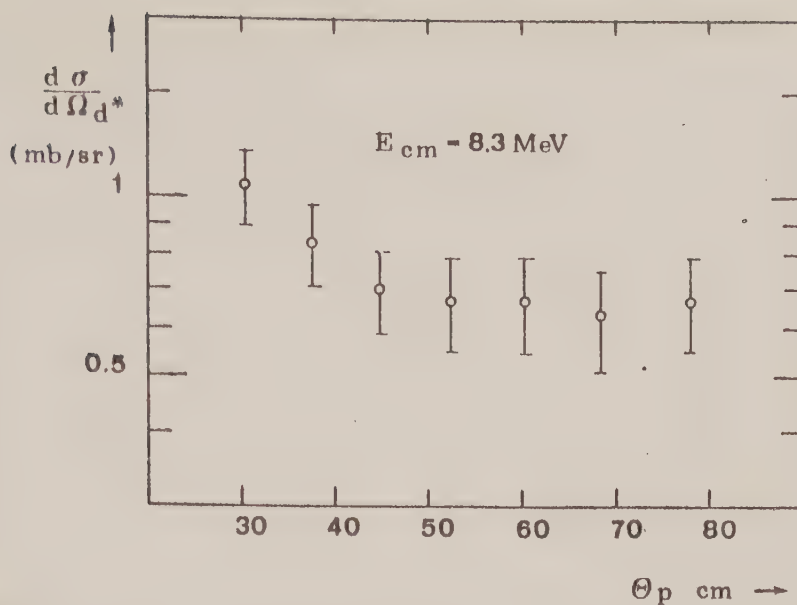


FIGURE IV.16 - Distribution angulaire mesurée pour la réaction ${}^2\text{H}(\text{p}, \text{d}^*){}^1\text{H}$ à $E_{\text{cm}} = 8,3$ MeV pour $E_r(\text{max}) = 700$ keV.

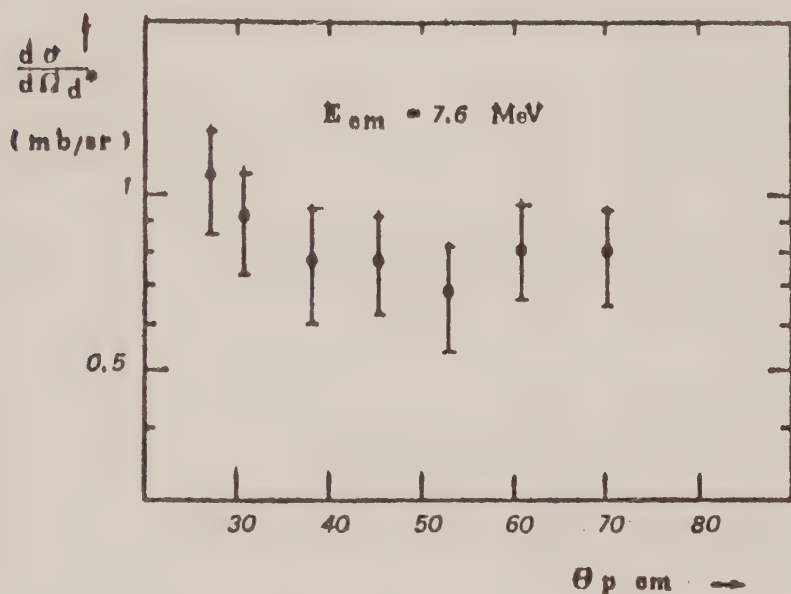


FIGURE IV.17 - Distribution angulaire mesurée pour la réaction ${}^2\text{H}(\text{p}, \text{d}^*){}^1\text{H}$ à $E_{\text{cm}} = 7,6$ MeV pour $E_r(\text{max}) = 700$ keV

La section efficace a été intégrée pour 3 valeurs de $E_r(\text{max})$: 150 keV qui correspond à une valeur atteinte expérimentalement dans de bonnes conditions à tous les angles, 700 keV pour laquelle $\rho(E_{34})$ tombe à la moitié de sa valeur et enfin pour toutes les énergies internes qui sont cinématiquement permises. Les figures montrent le résultat final ($E_r(\text{max}) = 700$ keV) pour $E_{\text{cm}} = 9,1$ MeV, $E_{\text{cm}} = 8,3$ MeV, $E_{\text{cm}} = 7,6$ MeV. Seule l'expérience avec deutons incidents a été réalisée pour les deux dernières énergies.

Energie labo. E_{cm}	θ_{lab}	$\theta_{cm} (p, d^*)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p, d^*)$ 0,15 MeV	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p, d^*)$ 0,7 MeV	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p, d^*)$ $E_r (max)$
$E_d = 27,5 \text{ MeV}$	7°	23,3	$0,39 \pm 0,05$	$1,42 \pm 0,18$	$4,50 \pm 0,57$
	8°	26,6	$0,33 \pm 0,04$	$1,21 \pm 0,14$	$3,79 \pm 0,44$
$E_{cm} = 9,1 \text{ MeV}$	9°	30,1	$0,26 \pm 0,03$	$0,95 \pm 0,11$	$2,97 \pm 0,34$
	11°	37	$0,21 \pm 0,03$	$0,80 \pm 0,11$	$2,46 \pm 0,33$
	13°	44,1	$0,18 \pm 0,03$	$0,65 \pm 0,10$	$2,02 \pm 0,31$
	15°	51,1	$0,18 \pm 0,03$	$0,66 \pm 0,10$	$2,05 \pm 0,31$
	17°	59,2	$0,18 \pm 0,03$	$0,66 \pm 0,10$	$2,05 \pm 0,31$
	19°	67,4	$0,20 \pm 0,03$	$0,74 \pm 0,11$	$2,32 \pm 0,34$
	21°	76,4	$0,22 \pm 0,03$	$0,81 \pm 0,11$	$2,53 \pm 0,33$
	23°	86,9	$0,24 \pm 0,03$	$0,87 \pm 0,12$	$2,73 \pm 0,38$
$E_p = 13,5 \text{ MeV}$	12°	154,1	$0,58 \pm 0,09$	$2,13 \pm 0,33$	$6,62 \pm 1,0$
	15°	147,6	$0,36 \pm 0,06$	$1,33 \pm 0,22$	$4,14 \pm 0,7$
$E_{cm} = 9 \text{ MeV}$	19°	138,9	$0,27 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,15$	$3,14 \pm 0,5$
	23°	130,2	$0,29 \pm 0,05$	$1,07 \pm 0,18$	$3,32 \pm 0,6$
	27°	121,5	$0,26 \pm 0,05$	$0,96 \pm 0,17$	$3,01 \pm 0,6$
	31°	112,6	$0,33 \pm 0,06$	$1,25 \pm 0,22$	$3,9 \pm 0,7$
$E_d = 24,8 \text{ MeV}$	9°	30,5	$0,27 \pm 0,04$	$1,05 \pm 0,15$	$2,88 \pm 0,43$
	11°	37,5	$0,23 \pm 0,04$	$0,84 \pm 0,13$	$2,45 \pm 0,38$
$E_{cm} = 8,3 \text{ MeV}$	13°	44,7	$0,19 \pm 0,03$	$0,70 \pm 0,11$	$2,02 \pm 0,32$
	15°	52,3	$0,18 \pm 0,03$	$0,67 \pm 0,12$	$1,95 \pm 0,35$
	17°	60,1	$0,18 \pm 0,03$	$0,67 \pm 0,12$	$1,95 \pm 0,35$
	19°	68,6	$0,17 \pm 0,03$	$0,63 \pm 0,12$	$1,85 \pm 0,35$
	21°	78	$0,18 \pm 0,03$	$0,67 \pm 0,12$	$1,95 \pm 0,35$
$E_d = 22,9 \text{ MeV}$	8°	27,3	$0,30 \pm 0,06$	$1,08 \pm 0,22$	$3,00 \pm 0,61$
	9°	30,8	$0,25 \pm 0,05$	$0,91 \pm 0,18$	$2,50 \pm 0,50$
	11°	38	$0,21 \pm 0,05$	$0,77 \pm 0,18$	$2,10 \pm 0,49$
$E_d = 7,6 \text{ MeV}$	13°	45,3	$0,21 \pm 0,04$	$0,77 \pm 0,15$	$2,10 \pm 0,41$
	15°	52,9	$0,19 \pm 0,04$	$0,68 \pm 0,14$	$1,82 \pm 0,37$
	17°	61	$0,22 \pm 0,04$	$0,81 \pm 0,15$	$2,25 \pm 0,42$
	19°	70	$0,22 \pm 0,04$	$0,80 \pm 0,15$	$2,22 \pm 0,42$

TABLEAU IV.1 - Résumé des sections efficaces expérimentales $\frac{d\sigma}{d\Omega_{d^*}}$ en mb/sr

IV. 2. 1. 1c) Fonction d'excitation de la réaction $d(p, d^*)$

Niiler et al. ⁽¹⁾ ont trouvé un pic dans la fonction d'excitation de la réaction $^2\text{H}(p, d^*)$ à un angle laboratoire donné. Ce pic correspond à une énergie d'excitation dans le système ^3He de 12,4 MeV. La figure IV. 18 montre notre résultat concernant la même fonction, pour une énergie incidente deutrons de 19,2 MeV à 27,5 MeV et pour un angle laboratoire d'émission du d^* : $\theta_{d^*} = 11^\circ$.

Aucune résonance n'est mise en évidence dans cette région (qui correspond à une énergie d'excitation ^3He de 11,9 MeV à 14,6 MeV).

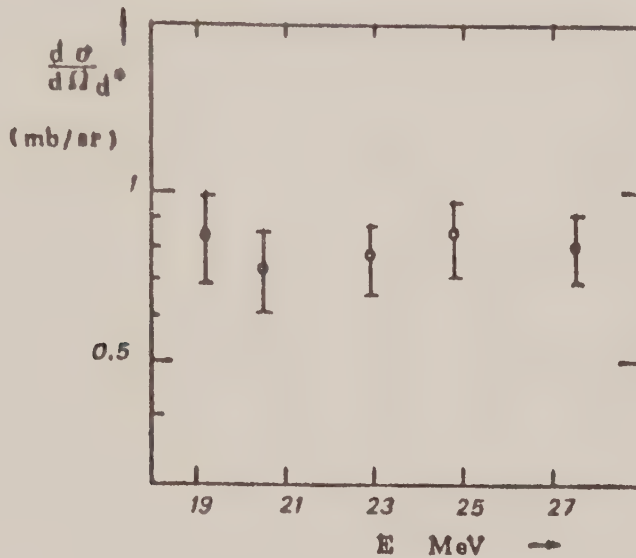


FIGURE IV. 18 - Fonction d'excitation pour la réaction $^2\text{H}(p, d^*)^1\text{H}$ (système centre de masse) à $\theta_{d^*\text{lab}} = 11^\circ$ pour $E_r(\text{max}) = 700 \text{ keV}$

IV. 2. 1. 2 - Comparaison avec les calculs d'Ebenhöh

Les résultats de la résolution des équations intégrales sont donnés par les courbes en trait plein de la figure (IV. 5). Rappelons, que contrairement au modèle PGB (ou au modèle de Watson), ces courbes n'ont d'autres paramètres que ceux nécessaires à décrire l'interaction 2 corps. De plus, la résolution expérimentale n'a pas été introduite dans les calculs ce qui explique certaines des différences avec les spectres expérimentaux (notamment dans les expériences $d + p$).

IV. 2. 1. 2a) - Forme des spectres

Nous avons représenté figure (IV. 19a) la contribution à l'amplitude globale des amplitudes $S^{1/2}$, $T^{1/2}$, $T^{3/2}$, (amplitude non cohérente) pour l'angle $\theta_n = \theta_p = 7^\circ$. L'amplitude singulet est largement dominante et ceci est une conclusion générale. Les largeurs du pic d'interaction dans l'état final dans ce cas ont été comparées à celles fournies par le modèle de Watson-Migdal (nous n'avons pas constaté de différence entre WM et PGB). Les résultats sont donnés dans le tableau IV. 2 et représentés figure (IV. 21). Les différences entre les deux modèles sont faibles (excepté une petite région autour de 19° dans $d + p$) en tout cas très inférieures aux possibilités de mise en évidence expérimentale.

La contribution des différentes amplitudes (cette fois cohérentes entre elles) à $S^{1/2}$ est donnée figure (IV. 19b), pour le même angle. La présence des amplitudes $T_{pp}^{(35)}$

et $T_{d^*}(45)$ représentant les interactions singulet des paires (3-5) et (4-5) vient détruire la symétrie de l'amplitude $T_{d^*}(34)$ qui fournit le spectre dû à l'interaction singulet entre le proton et le neutron détectés.

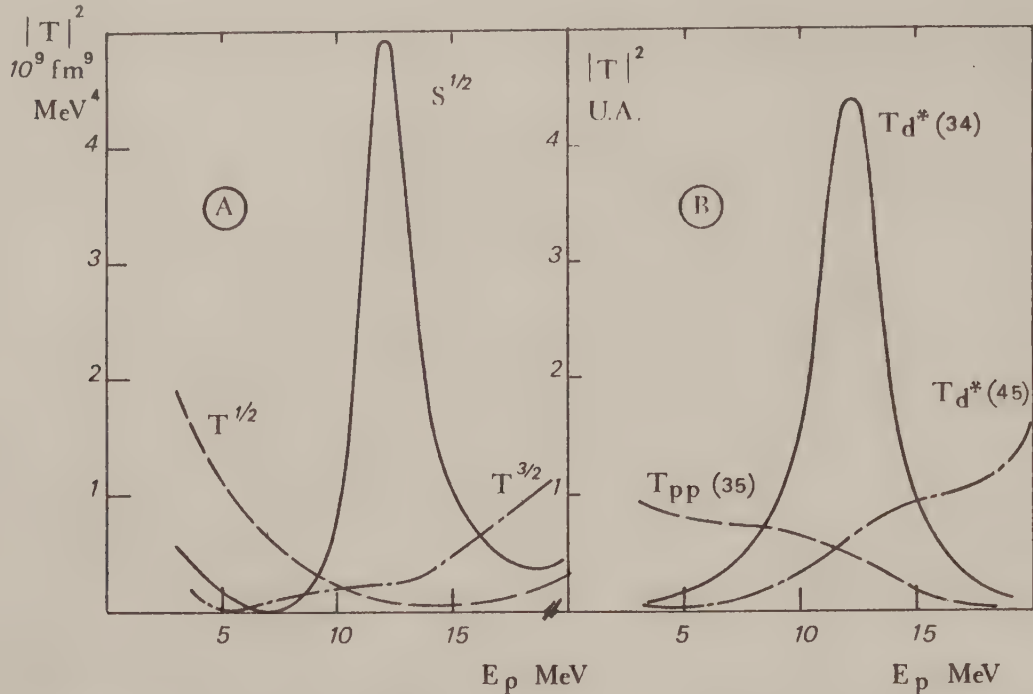
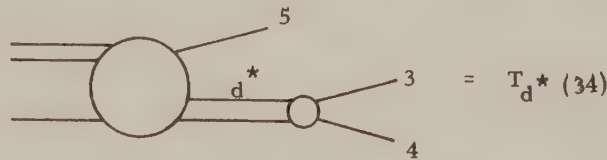
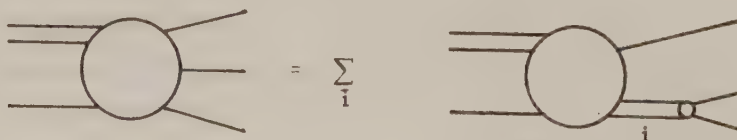


FIGURE IV.19 - (A) Contribution des amplitudes $S^{1/2}$, $T^{1/2}$, $T^{3/2}$ dans $d + p$ à $\theta_n = \theta_p = 7^\circ$
(B) Contribution des diverses amplitudes à l'amplitude singulet $S^{1/2}$ pour les mêmes angles

L'interférence est en particulier destructive vers les basses énergies (comparer avec $S^{1/2}$ dans la figure IV.19a) et tend à réduire la largeur du pic $T_{d^*}(35)$. Cet effet (plus marqué encore pour $\theta_n = \theta_p = 12^\circ$ en $p + d$, figure IV.20) est absolument général. La cohérence entre les différentes amplitudes réduit ou élargit le pic $T_{d^*}(34)$ de façon à donner une forme proche de celle fournie par Watson (figure IV.21). Ceci signifie que dans ce cas $T_{d^*}(34)$, dont la représentation est :



n'a pas la phase de la diffusion élastique libre (3-4), mais de façon surprenante l'amplitude totale



possède la phase de cette même diffusion.

	θ_p	θ_n	Δ_{Watson}	$\Delta T_d^* (34)$	$\Lambda_{S^{1/2}}$
$E_d = 27,5 \text{ MeV}$	7°	7°	2,55	3,30	2,6
	9°	9°	2,55	3,25	2,55
	11°	11°	2,50	3,15	2,55
	13°	13°	2,45	3,02	2,55
	15°	15°	2,37	2,70	2,50
	17°	17°	2,30	2,45	2,47
	19°	19°	2,20	2,10	2,40
	21°	21°	2,15	1,80	2,25
	23°	23°	2,10	1,60	2,15
$E_p = 13,5 \text{ MeV}$	12°	12°	1,61	2,35	1,60
	15°	15°	1,58	2,35	1,60
	19°	19°	1,52	2,15	1,57
	23°	23°	1,47	1,72	1,52
	27°	27°	1,42	1,37	1,45
	31°	31°	1,37	1,12	1,40

TABLEAU IV.2 - Comparaison des largeurs à mi-hauteur (en MeV) des amplitudes WM, $T_d^*(34)$, $S^{1/2}$ donnant un pic d'interaction dans l'état final

Ce fait a été expliqué par Amado⁽⁴¹⁾ puis par Aitchison⁽⁴²⁾. Le facteur intervenant dans $T_d^*(34)$ n'est pas t_{34} mais $G_o t_{34}$ où la phase du facteur G_o , fonction de Green pour trois nucléons, varie notablement avec l'énergie interne E_{34} . $G_o t_{34}$ n'a donc pas la phase de la diffusion 3-4. D'un autre côté, dans l'amplitude totale apparaissent des termes identiques, excepté le facteur final $G_o t_{34}$. La combinaison donne un facteur $(1 + G_o t_{34})$. Or ce terme a la phase de t_{34} . La partie imaginaire de G_o se combine avec 1 pour redonner la phase δ .

Evidemment pour que l'amplitude globale ait la phase δ (tel qu'il est supposé dans le modèle de Watson), il est nécessaire que la phase du terme précédent le facteur $(1 + G_o t_{34})$, qui est en général complexe, soit lentement variable avec l'énergie interne du système 3-4. Ceci est bien réalisé dans notre cas où le modèle de Watson s'applique correctement dans l'ensemble des cas. La reproduction de ces résultats est également un facteur favorable à mettre à l'actif des calculs exacts.

IV. 2. 1. 2b) -Section efficace absolue

La résolution exacte des équations intégrales 3 corps permet l'extraction d'une nouvelle donnée, à savoir la section efficace différentielle pour la partie singulet de la réaction de break-up. La comparaison entre théorie et expérience en fonction de l'angle de production de la résonance est indiquée figure IV. 15. La courbe représente l'élément de matrice pris à chaque angle pour une énergie relative proton-neutron nulle. Les résultats expérimentaux sont une intégration de la partie singulet, extraite d'un fond supposé constant sous le pic. Ceci suffit à expliquer certaines différences, en particulier vers l'avant. Jusqu'à 40° centre de masse en effet, le fond est loin d'être constant sous le pic, mais au contraire passe par un minimum, d'autant plus

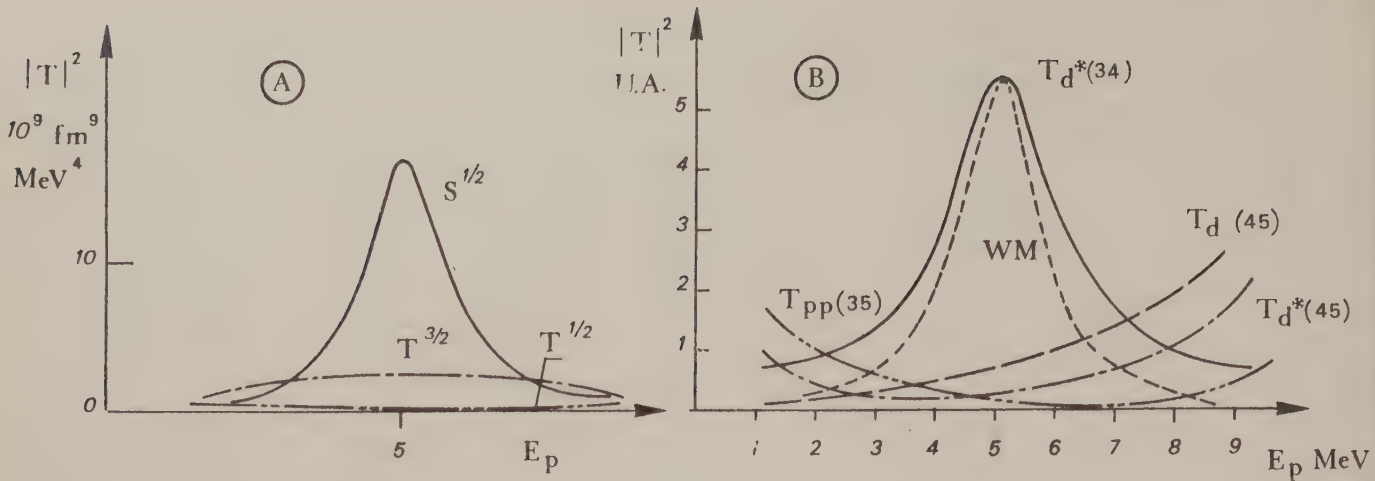


FIGURE IV. 20 - Même signification que (IV. 19) pour $\theta = \theta_p = 12^\circ$ en p + d. En pointillés, la courbe théorique due au modèle de Watson-Migdal, peu différente dans ce cas de l'amplitude $S^{1/2}$

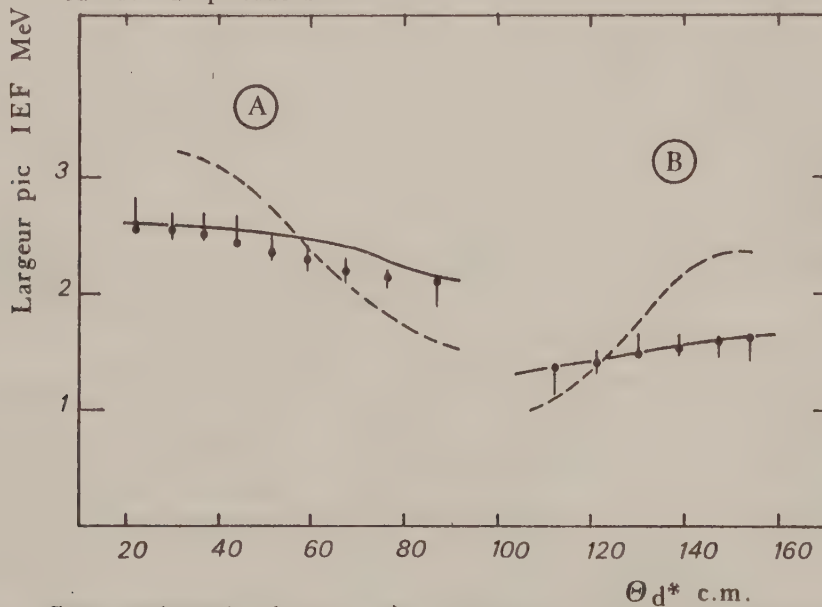


FIGURE IV. 21 - Comparaison des largeurs à mi-hauteur des pics d'interaction dans l'état final
 ● modèle de Watson-Migdal ; — amplitude singulet des calculs d'Ebenhöh.
 - - - la largeur donnée par $T_d^{*}(34)$. Les barres sont le résultat de l'ajustage d'une gaussienne sur les résultats expérimentaux.
 (A) Expérience (d + p) ; (B) Expérience (p + d)

prononcé que l'on est vers l'avant (figure IV. 19a), d'où la sous-estimation de l'amplitude de production tirée de l'expérience. Il n'en reste pas moins des différences notables : minimum déplacé, épaulement plus prononcé. Les causes sont sans doute plus fondamentales et sont à rechercher du côté des approximations des calculs.

- L'emploi d'un potentiel du type Yamaguchi dont on sait qu'il ne rend compte que très médiocrement de l'interaction nucléon-nucléon, surtout de l'interaction (p-p)⁽⁵⁰⁾
- L'absence de correction coulombienne. La série des rediffusions converge très lentement⁽⁴³⁾

De ce fait, son influence peut se faire sentir sur toute la plage angulaire.

L'amorce d'un maximum vers 110°_{CM} visible sur les résultats expérimentaux est bien confirmé à plus haute énergie⁽⁴⁴⁾ et ceci est en accord avec les calculs d'Ebenhöh.

IV. 2. 2 - Etude en fonction de l'angle de désintégration

Le modèle de Watson et les calculs d'Ebenhöh donnent des résultats peu différents pour les angles précédemment étudiés, où l'interaction dans l'état final du proton et du neutron est favorisée au maximum par leur détection colinéaire. Nous avons cherché à savoir si cette concordance subsistait lorsque l'on s'éloignait de ces conditions extrêmes. A partir d'une position colinéaire, nous avons écarté les deux détecteurs de façon semblable. Cela revient à conserver l'angle θ_{d^*} (figure IV. 22) d'émission de la résonance et à faire varier, pour une énergie interne donnée, l'angle de désintégration $\hat{\Omega}$ dans le centre de masse de la résonance. Le spin du d^* étant nul, cette désintégration doit être isotrope dans ce système et le spectre peut être calculé à l'aide du modèle de Watson ou du modèle PGB. Les résultats sont groupés figure (IV. 6). L'énergie interne minimum atteinte croît évidemment au fur et à mesure que l'angle $\theta_p - \theta_n$ croît (tableau IV. 3).

θ_p	θ_n	Δ_{PGB}	Δ_{Watson}	$E_r^{min} \text{ (keV)}$
15°	15°	2, 23	2, 37	0
17°	13°	2, 65	2, 7	26
19°	11°	3, 55	3, 6	103
21°	9°	4, 2	4, 4	231
23°	7°	4, 8	5	409

TABLEAU IV. 3 - Comparaison des modèles WM et PGB. Δ_{PGB} et Δ_{Watson} sont les largeurs, en MeV, à mi-hauteur du pic d'interaction singulet dans l'état final

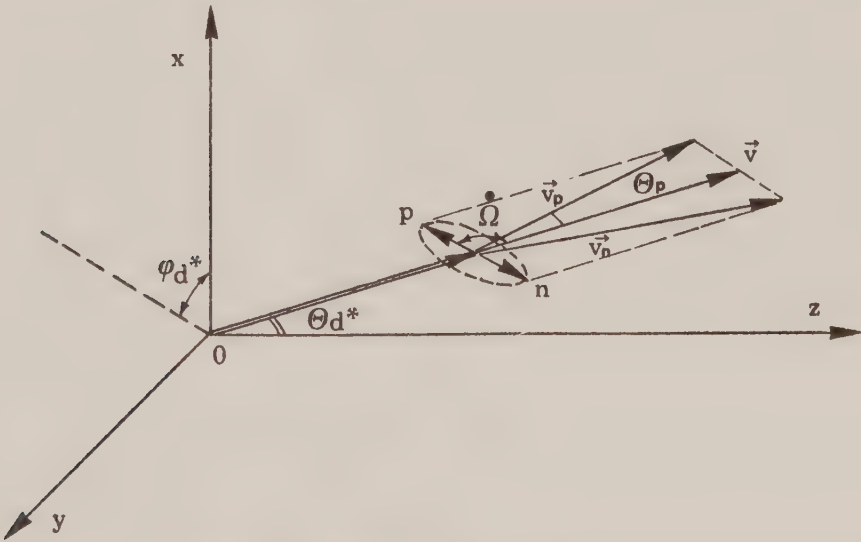


FIGURE IV. 22 - Schéma représentant la désintégration du d^* dans le laboratoire et les différents angles associés.

IV. 2. 2. 1 - Comparaison entre les modèles Watson-Migdal et Phillips-Griffy-Biedenharn

Les résultats de la comparaison rassemblés dans le tableau IV. 3 montrent peu de différences. Ceci est absolument général et également valable pour les angles colinéaires étudiés précédemment.

IV. 2. 2. 2 - Comparaison du modèle Watson-Migdal et des résultats expérimentaux

Les spectres obtenus présentent un pic d'interaction dans l'état final peu à peu absorbé par un fond important (surtout côté basse énergie).

Le modèle de Watson ne peut évidemment donner ce fond. On peut cependant ajuster une expression du type :

$$Y = A \cdot (\text{Watson}) + B$$

dans la région de la bosse. Les résultats de la minimisation du χ^2 sont donnés dans le tableau IV.4 Les courbes obtenues sont tracées sur la figure (IV. 6). La constance du paramètre A (à l'intérieur de la précision de l'ajustage) semble prouver que là aussi, le pic est dû à l'interaction (n-p) singulet et que sa dépendance en fonction de l'angle est bien expliquée par le modèle de Watson.

Il convient cependant d'être très prudent dans cette conclusion. La contribution relative triplet neutron-proton prend de plus en plus de l'importance, lorsque l'énergie interne minimum croît, et devient de l'ordre de grandeur de la contribution singulet. La figure (IV. 23c) donne pour $\theta_n = 9^\circ$, $\theta_p = 21^\circ$, les spectres relatifs dus aux I. E. F. singulet n-p et triplet n-p d'après le modèle de Watson (les amplitudes de production G de l'expression (III. 45) sont supposées égales.

θ_p	θ_n	A calculé	B calculé	χ^2
15°	15°	$0,170 \pm 0,020$	$4,7 \pm 0,4$	1,25
17°	13°	$0,175 \pm 0,024$	$4,8 \pm 0,8$	0,98
19°	11°	$0,184 \pm 0,034$	$5,3 \pm 0,5$	0,42
21°	9°	$0,171 \pm 0,062$	$4,2 \pm 0,8$	0,18

TABLEAU IV. 4 - Résultats concernant l'ajustage d'une fonction $Y = A (\text{Watson}) + B$ sur le pic expérimental.

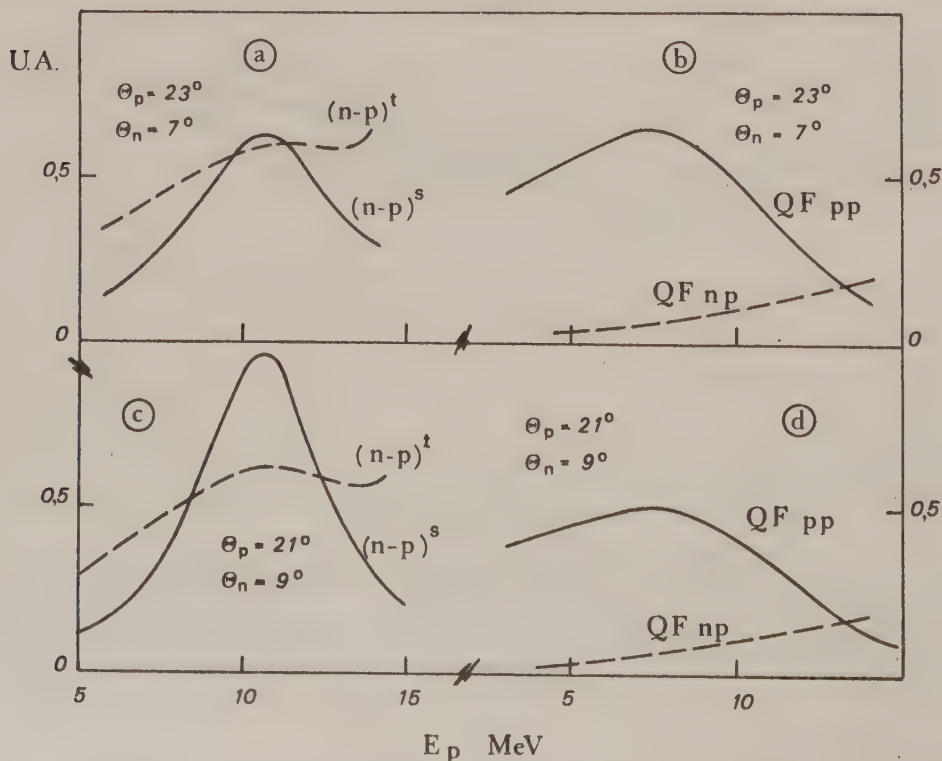


FIGURE IV. 23 - Exemples de spectres IEF (a et c) et QF (b et d) obtenus à partir du modèle WM et du modèle d'approximation d'impulsion

Il en est de même de la contribution quasi-élastique (p-p). L'impulsion transférée au neutron diminue avec l'angle du détecteur neutron et l'on se rapproche des conditions d'application du modèle spectateur. La forme des spectres est indiquée figure (IV. 23d).

IV. 2. 2. 3 - Comparaison des résultats expérimentaux avec les calculs d'Ebenhöh

Les courbes obtenues (figure IV. 6) montrent un excellent accord, aussi bien pour la forme du spectre que pour la valeur absolue des sections efficaces (les résultats expérimentaux sont cependant de 10% environ supérieurs aux spectres théoriques).

Nous avons également dans ce cas, comparé les largeurs du pic d'interaction dans l'état final données par le modèle de Watson, et les amplitudes T_d^* (34) et $S^{1/2}$ des calculs d'Ebenhöh (tableau IV. 5). On retrouve le phénomène signalé et expliqué précédemment.

Des remarques cependant s'imposent lorsque l'on considère les différentes amplitudes (voir figures IV. 24a et IV. 24b pour $\theta_n = 9^\circ$, $\theta_p = 21^\circ$).

- Les contributions T_{pp} (35) et T_d (45) sont du même ordre d'importance que l'amplitude T_d^* (34) et l'amplitude singulet $S^{1/2}$ qui en résulte est fortement distordue.
- L'amplitude T_{pp} (35) qui doit contenir la diffusion quasi-élastique (p-p) donne un spectre très différent de celui calculé en utilisant le modèle simple d'approximation d'impulsion (figure IV. 23b). Ce fait semble indiquer, soit que l'amplitude est sensible aux effets hors couche du potentiel de Yamaguchi, soit que les contributions dues aux diffusions multiples sont très importantes par rapport à la diffusion simple.
- La figure (IV. 24a) montre l'importance prédominante de l'amplitude $T^{3/2}$ dans la constitution du spectre global. La forme trouvée est également très différente de celle obtenue par le modèle de Watson (figure IV. 23a). La différence s'explique, là aussi, par l'interférence entre les deux amplitudes T_d (34) et T_d (45) qui participent à l'amplitude $T^{3/2}$.

θ_p	θ_n	Δ_{Watson}	$\Delta_{S^{1/2}}$	$\Delta T_d^* (34)$
15°	15°	2, 37	2, 5	2, 7
17°	13°	2, 7	2, 6	3
19°	11°	3, 6	3, 7	3, 8
21°	9°	4, 4	5, 5	5
23°	7°	5		6, 1

TABLEAU IV. 5 - Comparaison des largeurs à mi-hauteur (en MeV) pour les amplitudes WM, $S^{1/2}$, T_d^* (34).

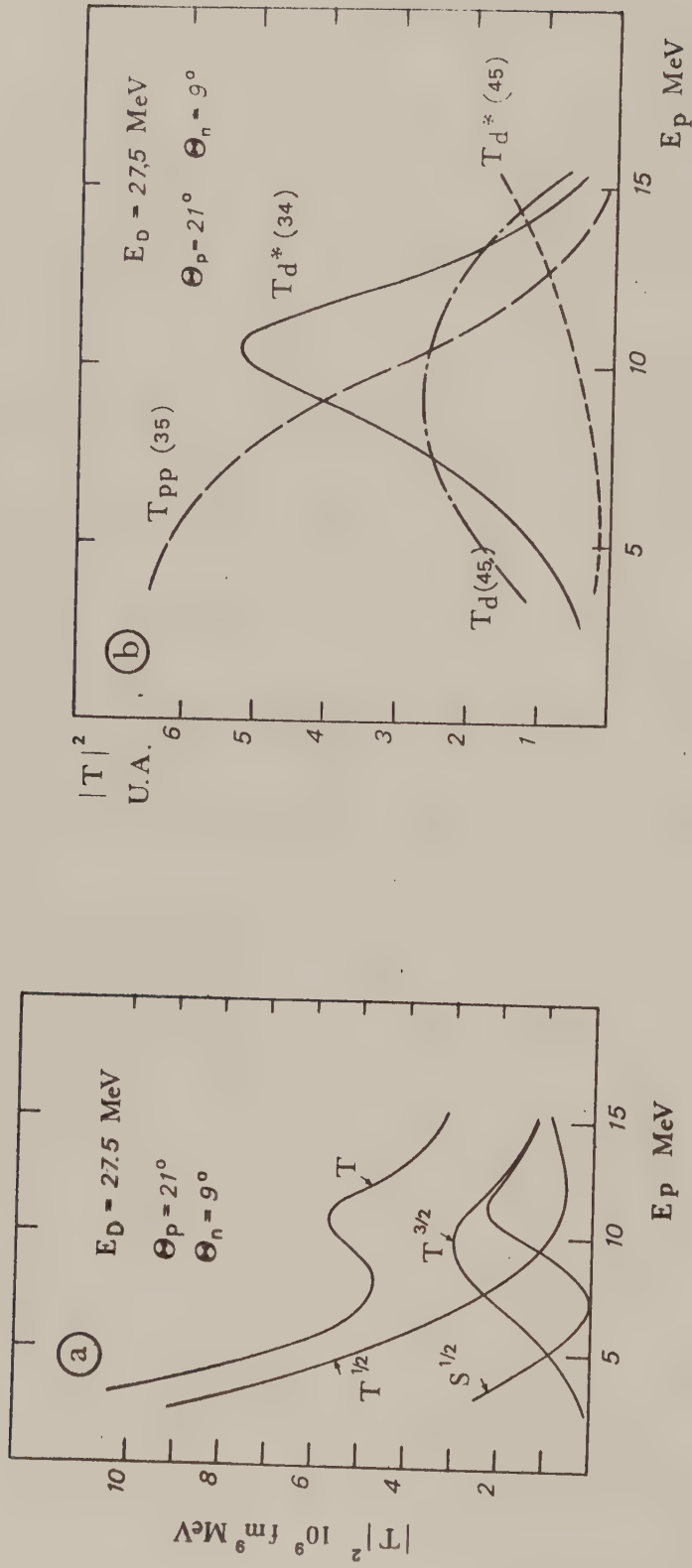


FIGURE IV.24 - (a) Contribution des amplitudes $S^{1/2}$, $T^{1/2}$ et $T^{3/2}$ dans $d + p$ à $\theta_n = 9^\circ$, $\theta_p = 21^\circ$
 (b) Contribution des diverses amplitudes singulet $S^{1/2}$ pour les mêmes angles

IV. 3 - AUTRES REACTIONS A PEU DE NUCLEONS

L'un des résultats des mesures précédentes a été de montrer que dans la réaction à 3 nucléons, l'IEF (n-p) peut très bien être isolée par un choix des conditions cinématiques : le modèle de Watson-Migdal décrit alors parfaitement le spectre observé. L'étude de l'IEF (n-p) singulet a été poursuivie.

- i) dans les réactions 3 corps où normalement l'IEF est interdite pour le niveau fondamental, du fait des règles de sélection du spin isotopique : réaction $d + {}^2\text{H}$, $d + {}^4\text{He}$ et $d + {}^6\text{Li}$
- ii) dans la réaction $d + {}^3\text{He}$ où l'interaction (n-p) interfère cinématiquement avec les IEF $n - {}^3\text{He}$ et $p - {}^3\text{He}$.

IV. 3.1 - Réactions où l'interaction (n-p) singulet est interdite

La réaction $d + d \rightarrow p + n + d$ a fait l'objet de plusieurs études expérimentales ces dernières années. Le nombre de nucléons y participant est suffisamment petit pour que l'on puisse espérer comprendre les mécanismes de réaction à partir de l'interaction nucléon-nucléon. Pour $d + d \rightarrow p + n + d$, aucune contribution importante de l'IEF n'est attendue, l'état (n-p) singulet ($T = 1$) est interdit du point de vue du spin isotopique, l'état (n-p) triplet possible ne fournit aucune structure importante (voir l'étude $p + d$) ; les déphasages (n-d) et (p-d) varient lentement avec l'énergie et aucun état excité de masse 3 n'est connu, aussi les IEF (p-d) et (n-d) ne doivent pas influencer les spectres des particules sortantes. Les mesures expérimentales de coïncidences (p-d)^(60, 61, 62) ou plus rarement (n-d)^(63, 64) montrent l'importance, dans cette réaction du processus de diffusion quasi-élastique d'un des deutons sur le neutron ou le proton. Des calculs utilisant une approximation d'impulsion modifiée reproduisent assez bien la forme et la dépendance angulaire.

Dans un récent travail de Von Witsch et al.⁽³⁸⁾, la réaction $d + d \rightarrow p + d + n$ a été étudiée par corrélation (p-d) à des paires d'angles favorisant la réaction ${}^2\text{H}(d, d)d^*$. De forts accroissements de section efficace dans les régions d'énergie relative (p-n) voisines de zéro sont attribués à la formation interdite de deutons singulets. Cependant la forme des spectres expérimentaux n'est pas bien rendue par les différentes théories pour l'IEF, si bien que la validité de l'hypothèse de production du d^* peut être mise en doute.

Depuis, d'autres expériences ont été réalisées dans le même but : Theus et al.⁽⁶⁶⁾ pour des énergies de deutons entre 15 et 37 MeV observent des pics analogues à ceux de Von Witsch ; ils les interprètent comme des contributions distordues d'IEF singulet (n-p). Van Dantzig⁽⁶⁷⁾ à $E_d = 26$ MeV observe des pics qui ne peuvent être expliqués par le modèle de Watson-Migdal concernant l'IEF (n-p) triplet. Cependant ceci est interprété comme un défaut de la théorie plus que l'évidence de la présence d'IEF np 1S_0 .

D'autres réactions où l'IEF (n-p) singulet est interdite ont été également étudiées. Une mesure de la réaction ${}^4\text{He} + d \rightarrow {}^4\text{He} + p + n$ à $E_d = 24$ MeV n'a pas conduit à l'existence d'une contribution singulet⁽⁶⁸⁾. De bons ajustages sont obtenus avec une interaction purement triplet (limite supérieure de 3% pour une possible contribution singulet). La réaction $d + {}^6\text{Li} \rightarrow p + n + {}^6\text{Li}$ à $E_d = 10$ MeV étudiée par le groupe de Rice University⁽⁶⁵⁾ n'a montré également aucune formation de d^* . Aucune limite n'a pu être fournie à cause de la présence d'autres IEF dans la même région cinématique. Récemment, Braithswaite et al.⁽⁶⁹⁾ sont arrivés au même résultat avec des deutons de 21 MeV et la réaction ${}^6\text{Li}(d, pn)$. La forme du spectre est très large, caractéristique de l'interaction triplet pour le fondamental ${}^6\text{Li}$; par contre un pic est observé dans le cas du ${}^6\text{Li}$ 3, 56 MeV. A cause de l'isospin $T = 1$, de ce niveau, la réaction

${}^6\text{Li}(d, d^*)$ est permise et le pic est attribué à la formation de deutons singulets.

L'ensemble des expériences aboutit à des conclusions quelque peu divergentes. Nous avons donc fait des mesures pour les réactions $d + d$, $d + {}^4\text{He}$ et $d + {}^6\text{Li}$ dans des régions cinématiques favorisant l'IEF p-n. Le procédé est le même que pour la réaction à 3 nucléons $p + d$ (détection colinéaire du proton et du neutron).

IV. 3. 1. 1 - Résultats concernant la réaction $d + d$

Un exemple de spectre bi-dimensionnel obtenu est montré sur la figure (IV. 25).

L'accumulation le long de la ligne en trait plein correspond à la réaction 3 corps :



La présence d'une IEF n-p singulet doit se traduire par un pic au point $E_r = E_{np} = 0$. Les événements à l'intérieur de la courbe cinématique sont issus de la réaction de double break-up



où la première paire (p-n) est la paire détectée, la seconde celle de recul.

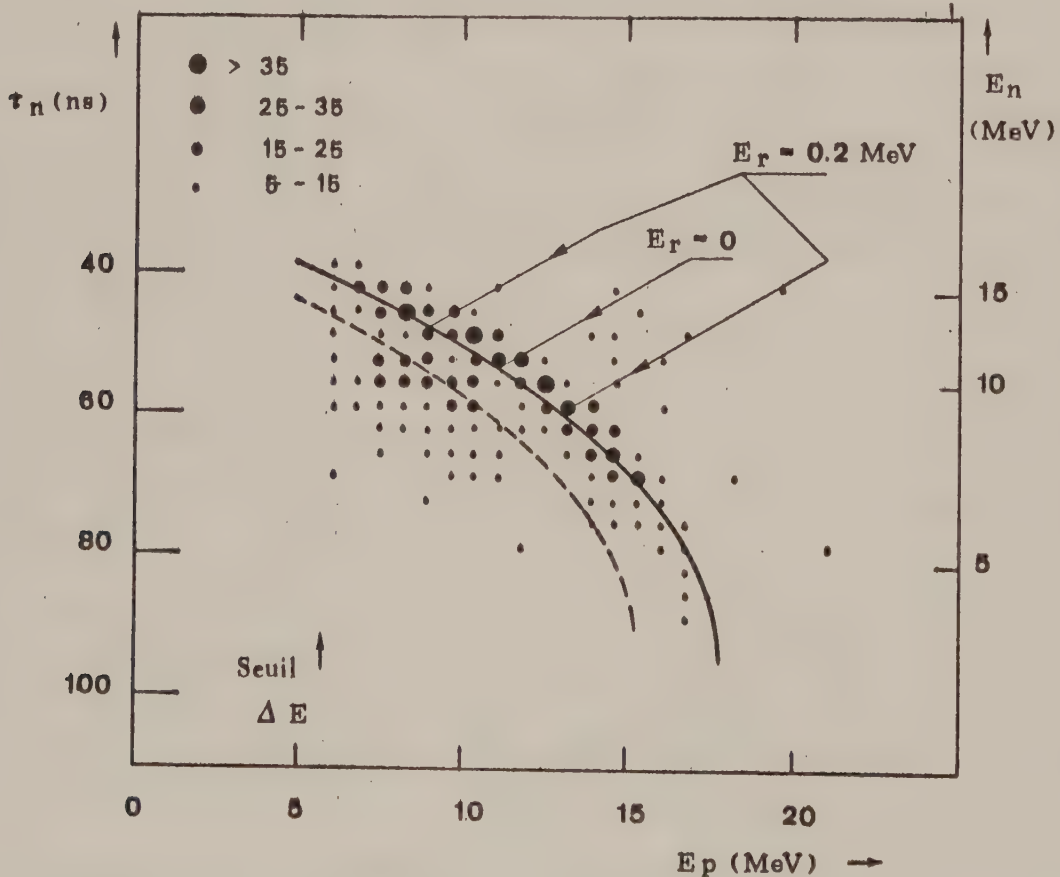


FIGURE IV. 25 - Spectre bidimensionnel obtenu en $d + d$ pour $\theta = \theta' = 20^\circ$.
Cinématique pour la réaction $d + d \rightarrow p + n + p + n$
($E'_r = -2,22$ MeV)
Cinématique pour la réaction $d + d \rightarrow p + n + d^*$
($E'_r = 0$).

Les événements correspondant à une énergie interne donnée E'_r de la paire de recul, vont se trouver localisés sur une ligne. En particulier, la pseudo-réaction 2 corps : $d + d \rightarrow d^* + d^*$, permise du point de vue spin isotopique, va donner lieu à un accroissement de section efficace aux points E_r (paire détectée) = 0, E'_r (paire de recul) = 0. L'observa-

tion de la figure (IV. 25) montre bien la possibilité d'un tel processus (visible sur l'ensemble des spectres). Après soustraction du bruit de fond et corrections analogues à celles décrites pour la réaction $p + d$, les contributions correspondant aux deux réactions (a) et (b) sont projetés sur l'axe protons. Pour (b) on ne conserve que les évènements correspondant à $0 < E'_r < 2 \text{ MeV}$. Un processus séquentiel est supposé intervenir avec production de paires (n-p) dans l'état singulet et dans l'état triplet. Les résultats fournis par les deux mécanismes sont ajoutés de façon incohérente et les poids respectifs sont déterminés par un ajustage en χ^2 . Dans la réaction quatre corps, l'interaction triplet a lieu aussi bien pour la paire (p-n) détectée que pour la paire (p-n) de recul : à cause de la forme de la fonction de densité d'état triplet, les évènements correspondant couvrent l'ensemble de l'espace de phase 4 corps. Dans ce cas, les valeurs obtenues pour l'interaction singulet et l'interaction triplet ne sont pas directement comparables. La formule (IV. 5) permet d'écrire :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} = \left[a^s \rho_{34}^s(E_{34}) + a^t \rho_{34}^t(E_{34}) \right] F(E_{34}) J_{34} \quad (\text{IV. 11})$$

où a^s et a^t sont les poids respectifs des contributions singulet et triplet.

Les résultats sont indiqués figure (IV. 26) et les coefficients correspondants a^s et a^t sont notés dans le tableau IV. 6. Remarquons que des résultats équivalents sont obtenus pour a^s si la contribution triplet est remplacée par une contribution suivant l'espace de phase.

Il ressort clairement de l'examen du tableau que dans les limites de la précision expérimentale, il n'y a aucune évidence pour la production de d^* dans la réaction de simple break-up, alors que l'interaction (n-p) singulet domine la réaction de double break-up.

$\theta_p = \theta_n$ Lab	$d + d \rightarrow p + n + d$		$d + d \rightarrow p + n + p + n$ $E'_r < 2 \text{ MeV}$
	$a^s \times 10$	$a^t \times 10$	$a^s \times 10^2$
15°	0,4 $\pm$ 0,3	129 $\pm$ 10	14,6 $\pm$ 3
20°	0,1 $\pm$ 0,1	67,5 $\pm$ 5	8,1 $\pm$ 2
25°	0,15 $\pm$ 0,2	77,7 $\pm$ 9	8,6 $\pm$ 3

TABLEAU IV. 6 - Valeurs de a^s et a^t déterminées à partir de la relation (IV. 11) par un calcul de moindre carré pour les réactions $(d + d)$

Les résultats cependant, permettent de tester l'invariance d'isospin (ou la pureté d'isospin du deuton singulet) d'une manière essentiellement qualitative. Une appréciation quantitative nécessiterait la connaissance d'une théorie fournissant le rapport singulet/triplet dans le cas d'une violation de la conservation d'isospin. En tenant compte d'un rapport statistique de 1 : 3 pour les poids respectifs des états singulet et triplet, on peut estimer à 1% la limite supérieure de la présence d'une contribution singulet dans le spectre de $d + d \rightarrow p + n + d$, si celui-ci est dû à l'EF (n-p) triplet. De façon analogue à la réaction $(p + d)$, on peut extraire la section efficace de la pseudo-réaction 2 corps $d + d \rightarrow d^* + d^*$ et donner une limite supérieure pour la section efficace de la réaction interdite $d + d \rightarrow d^* + d$. Les résultats sont rassemblés dans le tableau (IV. 7) ($E_{r \text{ max}} = 700 \text{ keV}$).

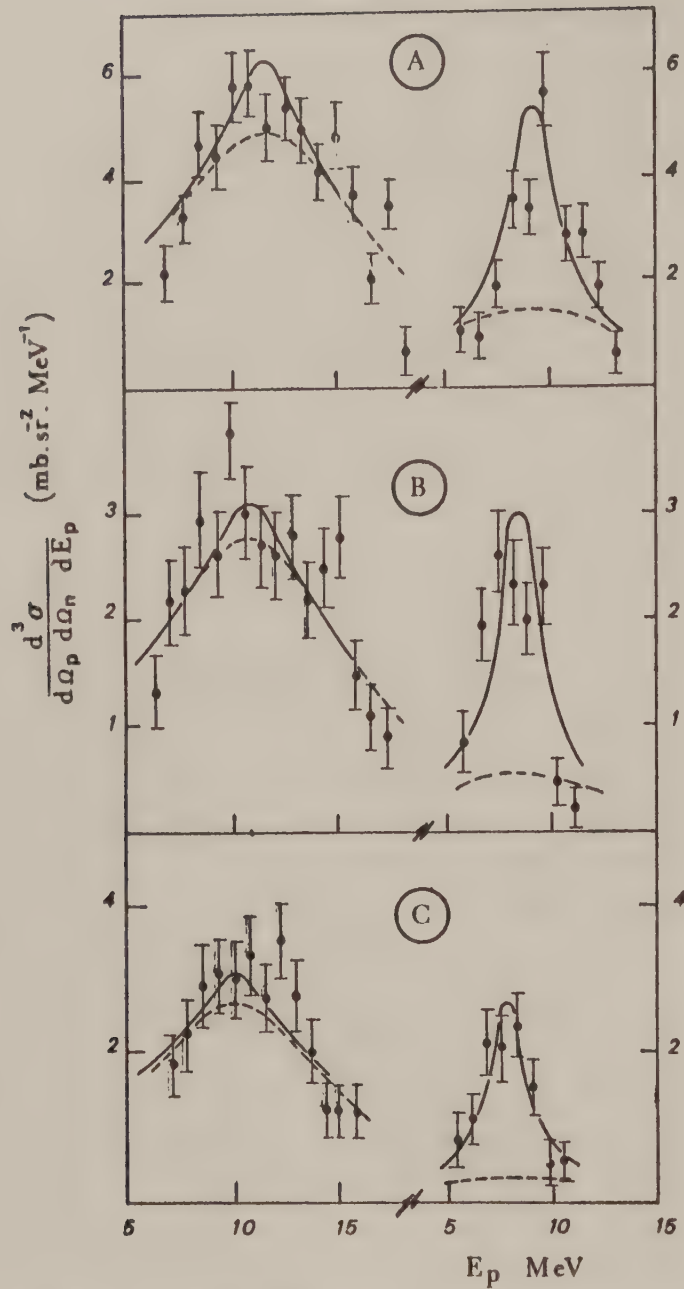


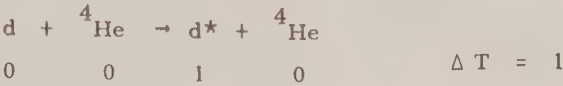
FIGURE IV. 26 - Spectres expérimentaux (d + d) de simple break-up, à gauche, de double break-up à droite.
 (A) $\theta_n = \theta_p = 15^\circ$; (B) $\theta_n = \theta_p = 20^\circ$; (C) $\theta_n = \theta_p = 25^\circ$
 Les courbes en trait plein sont les meilleurs ajustages obtenus avec l'expression (IV. 11) pour les valeurs des coefficients a^s et a^t données par le tableau correspondant. En pointillés, les contributions triplet seules.

$\theta_p = \theta_n$ L a b	d + d $\rightarrow$ d* + d		d + d $\rightarrow$ d* + d*	
	$\theta_{d^*}^{cm}$	$d\sigma/d\Omega^*$ (mb sr ⁻¹)	$\theta_{d^*}^{cm}$	$d\sigma/d\Omega^*$ (mb sr ⁻¹) $E_{r \text{ max}} = 0,7 \text{ MeV}$
15°	31°	< 0,3	33°	1,2 $\pm$ 0,2
20°	42°	< 0,09	45°	0,65 $\pm$ 0,14
25°	53°	< 0,15	56°	0,69 $\pm$ 0,23

TABLEAU IV. 7 - Sections efficaces pour les réactions de simple et de double break-up :
 d + d $\rightarrow$ d* + d et d + d $\rightarrow$ d* + d*

IV. 3. 2 - Résultats concernant la réaction $d + {}^4\text{He}$

Du point de vue isospin, on est dans la même situation que dans la réaction précédente pour la production de d^* :



De plus, des moments angulaires $\neq 0$ sont nécessaires dans l'état final pour préserver la conservation du spin dans la réaction. La figure IV. 27 montre deux spectres à 25° et 15° et les résultats sont donnés dans le tableau IV. 8

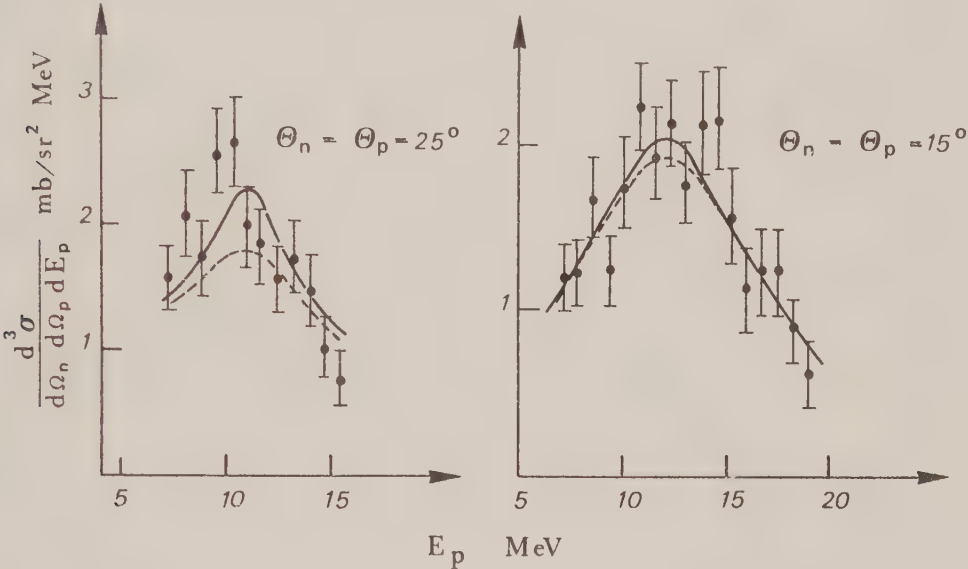


FIGURE IV. 27 - Spectres expérimentaux des réactions $d + {}^4\text{He} \rightarrow p + n + {}^4\text{He}$ à 15° et 25° . (voir la légende de la figure IV. 26 pour la signification des courbes).

$\theta_n = \theta_p$ L a b	$d + {}^4\text{He} \longrightarrow p + n + {}^4\text{He}$			
	a^s	a^t	$\theta_{d^*} \text{ CM}$	$d\sigma/d\Omega_{d^*} (\text{mb}\cdot\text{sr}^{-1})$
15°	$0,01 \pm 0,04$	$11,7 \pm 1,2$	22,9	$< 0,4$
25°	$0,05 \pm 0,05$	$11,9 \pm 1,6$	38	$< 0,5$

TABLEAU IV. 8 - Résultats pour la réaction $d + {}^4\text{He} \rightarrow p + n + {}^4\text{He}$

Les conclusions sont analogues à la réaction $(d + d)$. Les résonances possibles $(n - {}^4\text{He})$ ou $(p - {}^4\text{He})$ sont toutes localisées hors du spectre expérimental. Quoique placé loin des conditions de la diffusion quasi-élastique, on peut envisager une contribution due au neutron ou proton incident spectateur. Les formes de spectres obtenues diffèrent peu de la contribution triplet. Les conclusions relatives à la présence de d^* n'en sont donc pas modifiées. Pour les deux angles :

$$\frac{\Delta a^s}{a^t} < 3 \%$$

d'où :

$$\frac{\text{singulet}}{\text{triplet}} < 1 \%$$

IV. 3. 3 - Résultats concernant la réaction $d + {}^6\text{Li}$

La figure (IV. 28) nous donne la situation cinématique dans le cas du ${}^6\text{Li}$ à $\theta_n = \theta_p = 12^\circ$ (figure IV. 28a) en même temps que la projection sur l'axe des énergies proton du spectre observé à cet angle, pour le niveau fondamental et pour le niveau à 3,56 MeV (figure IV. 28b).

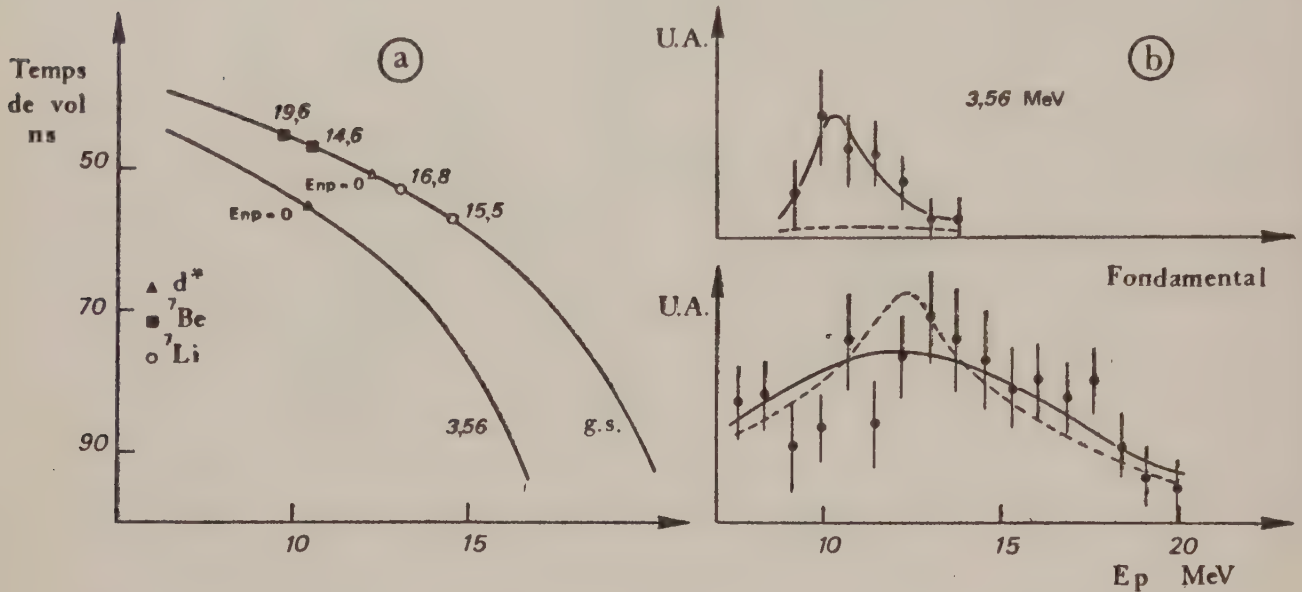


FIGURE IV. 28 - (a) Courbes cinématiques énergie proton - temps de vol pour : $d + {}^6\text{Li} \rightarrow p + n + {}^6\text{Li}$ à $\theta_n = \theta_p = 12^\circ$ pour l'état fondamental du ${}^6\text{Li}$ et pour le niveau $T = 1$ à 3,56 MeV
(b) Spectres observés. Pour le niveau à 3,56 MeV :
— ajustage par (IV. 11) --- T (triplet) seul

Pour le niveau fondamental ($T = 0$), la courbe en trait plein nous montre la forme du spectre obtenu en faisant l'hypothèse de conservation d'isospin (interaction p-n dans l'état triplet uniquement) et la courbe en traits pointillés l'effet de l'introduction d'une fraction (1%) d'interaction singulet. Pour le cas du niveau ($T = 1$) à 3,56 MeV, l'interaction singulet permise est en grande partie responsable du pic observé. Tout ceci est parfaitement en accord avec la loi de conservation d'isospin. L'importance des processus séquentiels signalée dans l'expérience de Rice University⁽⁶⁵⁾ est ici difficile à apprécier à cause de la faible statistique. Braithwaite et al.⁽⁶⁹⁾ à $E_d = 21$ MeV ne voient aucune structure attribuable aux états excités du ${}^7\text{Li}$ ou du ${}^7\text{Be}$. Une mesure à $\theta_n = \theta_p = 20^\circ$ ne permet pas de meilleures conclusions (figure IV. 29). Par contre l'excitation du niveau du ${}^6\text{Li}$ à 2,18 MeV est visible et les résultats de l'analyse sont analogues à ceux de l'état fondamental (le niveau a également un isospin nul).

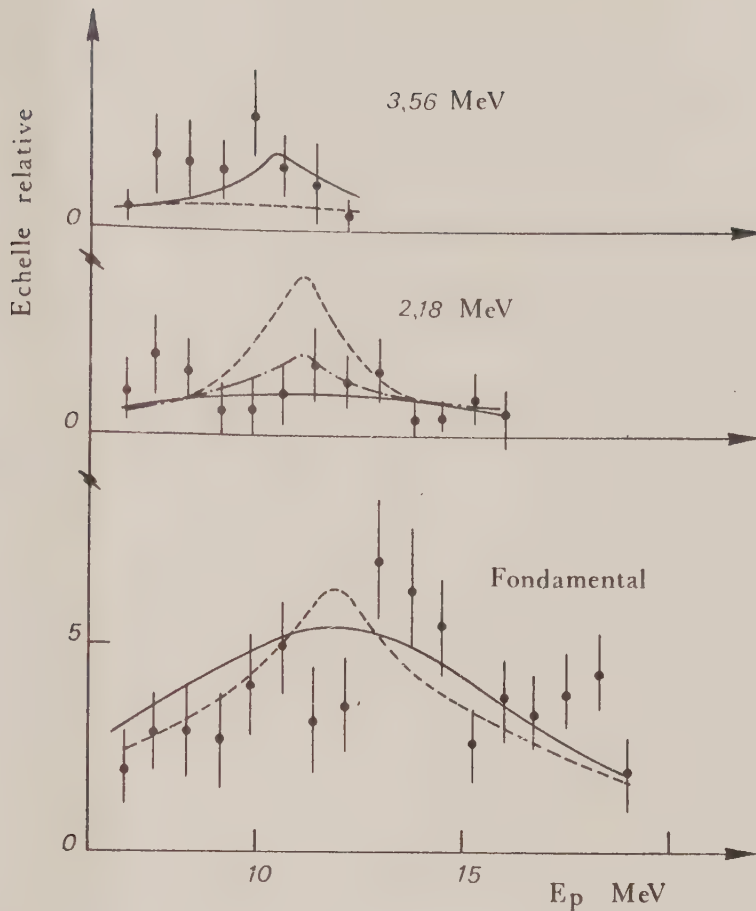


FIGURE IV.29 - Projection des spectres observés pour $d + {}^6\text{Li} \rightarrow p + n + {}^6\text{Li}$ à $\theta_n = \theta_p = 20^\circ$.

Pour le fondamental et le niveau à 2,18 MeV :

— triplet seul ---- T + 0,01 S -.-.- T + 0,001 S

Pour le niveau à 3,56 MeV :

— résultat de l'ajustage par (IV.11) ---- T seul

IV.4 - REACTION $d + {}^3\text{He} \rightarrow p + n + {}^3\text{He}$

La possibilité de déterminer les paramètres basse énergie de la diffusion neutron-neutron dans la réaction symétrique de charge ($d + T$) a été l'occasion de très nombreuses études de la réaction $d + {}^3\text{He}$. En particulier le spectre triton de la réaction $d + {}^3\text{He} \rightarrow t + 2p$ a été analysé très souvent aux angles avant. De la distribution en énergie des tritons, on obtient les paramètres de l'interaction $2p$; dans le cas d'un résultat correct, le même procédé, appliqué à la réaction ($d + T$) fournit les grandeurs de la diffusion ($n-n$) à basse énergie : longueur de diffusion et portée effective. On peut espérer que les valeurs obtenues par cette méthode de comparaison sont indépendantes du modèle utilisé dans la mesure où les deux réactions sont réellement symétriques de charge par rapport à l'ensemble des processus de réactions possibles.

Cependant les résultats ont montré :

- le rôle important du mécanisme dans l'extraction des paramètres nucléon-nucléon,
- la difficulté d'isoler parfaitement un processus de réaction.

Le pick-up d'un neutron semble jouer un rôle important dans le spectre triton de $d + {}^3\text{He} \rightarrow t + 2p$ pour les angles avant alors que l'échange de charge explique en partie la réaction vers les angles arrière, mais les deux mécanismes contribuent à la réaction dans les régions où

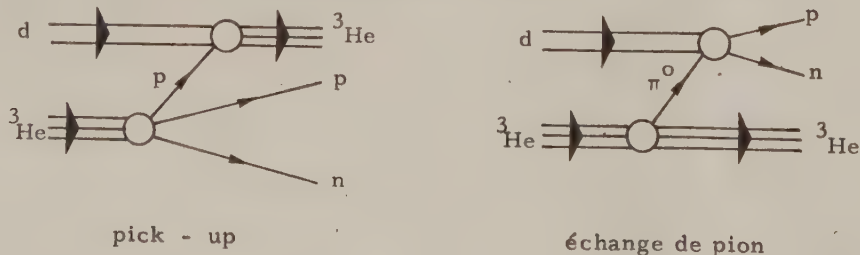
l'IEF 2 p se manifeste. L'influence de phénomènes séquentiels par l'intermédiaire des niveaux vers 20 MeV de l' ^4He est également très importante. Bref, la difficulté d'isoler parfaitement un processus entraîne l'inadéquation de la méthode de comparaison dans les expériences incomplètes à basse énergie⁽⁷⁰⁾. On peut penser que de meilleurs résultats sont acquis avec des expériences complètes. Cependant les informations obtenues par Niiler et al.⁽⁷¹⁾ à $E_d = 11$ MeV montrent une grande complexité de la réaction $d + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^3\text{He} + n$ et l'impossibilité d'extraire correctement l'IEF p-n. L'expérience reprise à Lyon permet d'espérer :

- grâce à l'énergie centre de masse plus élevée (16,5 MeV au lieu de 6,5 MeV) une meilleure séparation des différents mécanismes et une contribution moins importante des états excités de masse 4 (l'énergie d'excitation est plus élevée),
- grâce à la détection avant de l'IEF p-n on s'éloigne des zones intermédiaires où différents mécanismes peuvent interférer. L'expérience de Niiler où les deux particules chargées sont détectées, se situe précisément dans ces régions.

La figure (IV. 30) nous montre les résultats obtenus par l'ajustage de (IV. 11) aux mesures expérimentales. Les valeurs des contributions singulet et triplet sont données par a_1^s et a_1^t dans le tableau (IV. 9). La très grande variation du rapport triplet/singulet avec l'angle, n'est qu'un des aspects des mauvais accords obtenus à l'aide des modèles simples PGB ou WM. Dans la région angulaire avant, les spectres expérimentaux sont beaucoup plus larges que ceux fournis par la théorie. Une autre distribution angulaire est donnée par les coefficients a_2^s , obtenus par l'ajustage de la forme $Y = a_2^s S + \text{const.}$ La mauvaise valeur des χ^2 pour 10° , 15° et 20° est expliquée par la remarque précédente. Le désaccord observé peut avoir différentes origines :

- Interférence avec les niveaux excités de masse 4 : ${}^4\text{Li}$ et ${}^4\text{He}$. La dépendance importante avec l'angle est cependant peu en accord avec l'énergie d'excitation et la largeur de ces niveaux (par ailleurs mal établie)
- Interférence avec la diffusion quasi-élastique $p - {}^3\text{He}$ ou $n - {}^3\text{He}$. L'influence du phénomène doit croître avec la diminution de l'angle des détecteurs ce que ne montre pas l'angle de 10° .
- Responsabilité du mécanisme produisant la résonance:

Dans les deux processus qui peuvent expliquer la réaction symétrique ${}^3\text{He}(d, t)pp$, aux basses énergies internes p-p (pick-up et échange de charge) la force responsable doit pouvoir inverser à la fois spin et isospin. Ceci est fourni dans l'échange de charge par la partie à longue portée du potentiel nucléon-nucléon produit par l'échange d'un pion⁽⁷²⁾. Des mécanismes analogues sont possibles aux basses énergies internes proton-neutron.



Le calcul pour le pick-up fait intervenir une intégrale de recouvrement entre la fonction d'onde du d^* et la fonction d'onde de l' ${}^3\text{He}$ et dans le second processus une intégrale de recouvrement entre le d^* et le deuton. Il en résulte :

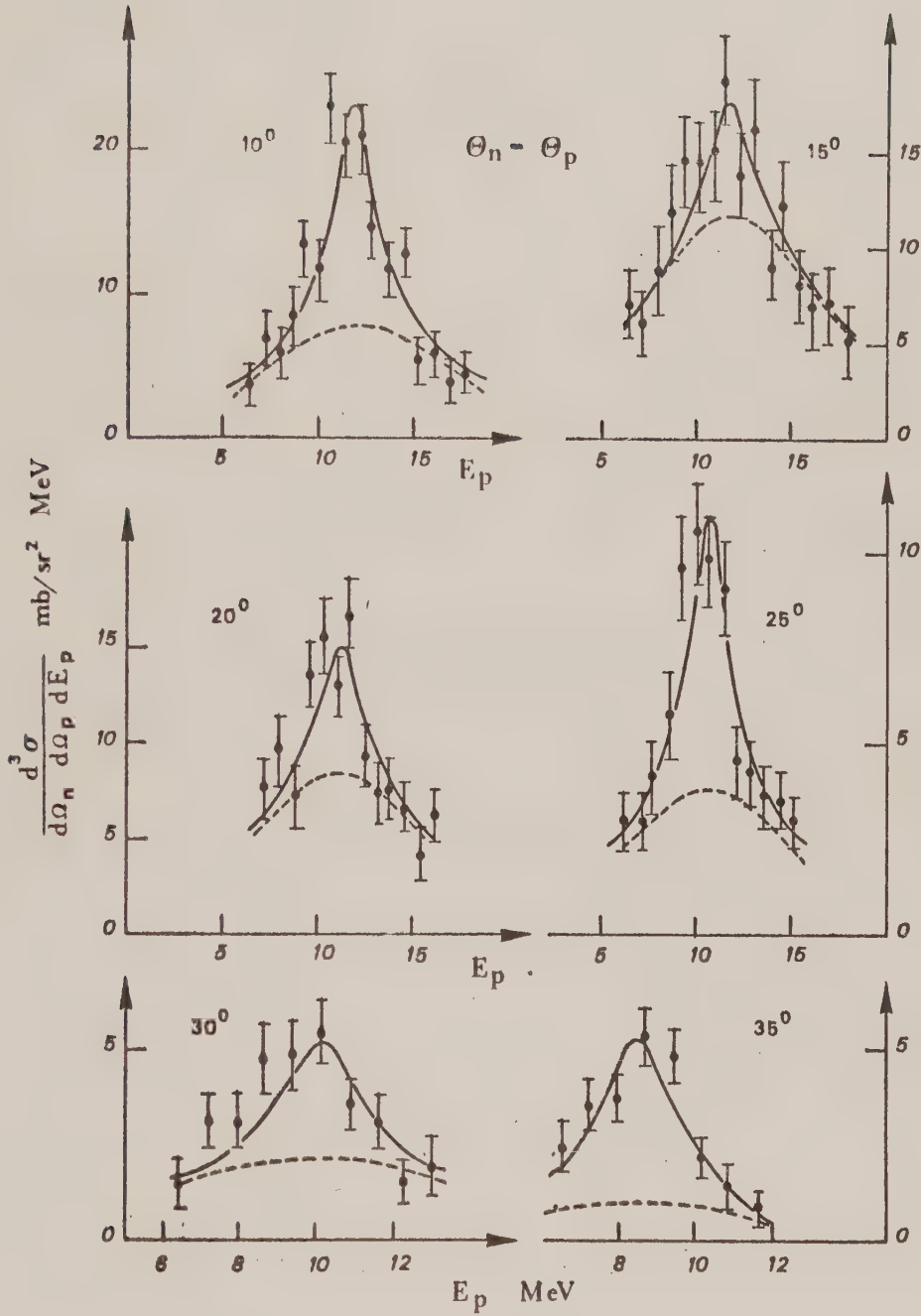


FIGURE IV. 30 - Spectres expérimentaux obtenus avec la réaction : $d + {}^3\text{He} \rightarrow p + n + {}^3\text{He}$. (se reporter à la figure IV. 26 pour la signification des courbes)

$\theta_n = \theta_p$ L a b	$d + {}^3\text{He} \longrightarrow p + n + {}^3\text{He}$				
	$a_1^s \times 100$	a^t	$a_2^s \times 100$	χ^2 pour $a_2^s S + \text{const.}$	θ_{d*} CM
10°	87 ± 14	32 ± 4	114 ± 12	1,77	17,1
15°	34 ± 13	50 ± 4	73 ± 10	1,81	25,7
20°	41 ± 14	38 ± 4	65 ± 12	1,38	34,2
25°	46 ± 10	18 ± 3	57 ± 9	0,70	42,6
30°	21 ± 8	11 ± 3	26 ± 7	0,71	51
35°	34 ± 7	5 ± 3	37 ± 7	1,01	59,2

TABLEAU IV.9 - Résultats pour la réaction $d + {}^3\text{He} \rightarrow p + n + {}^3\text{He}$

a) les deux particules p et n dans l' ${}^3\text{He}$ ont une distribution spatiale plus petite donc une plus large distribution en moment : l'IEF (n - p) domine la réaction dans une plage en énergie interne plus importante

b) l'une des approximations du modèle de Watson-Migdal est que le volume de réaction doit être petit : $kr \ll 1$. Dans le pick-up, les deux nucléons venant de l' ${}^3\text{He}$, pour 1 MeV d'énergie relative, on a $k = 0,16 \text{ fm}^{-1}$, $r \approx 2 \text{ fm}$, soit $kr \approx 0,3$; dans l'échange de pion, les particules viennent du deuton : $r \approx 5 \text{ fm}$ et $kr \approx 0,8$.

Les conditions d'application du modèle de Watson-Migdal sont donc bien moins remplies dans le second cas, qui justement concerne la région explorée dans l'expérience rapportée.

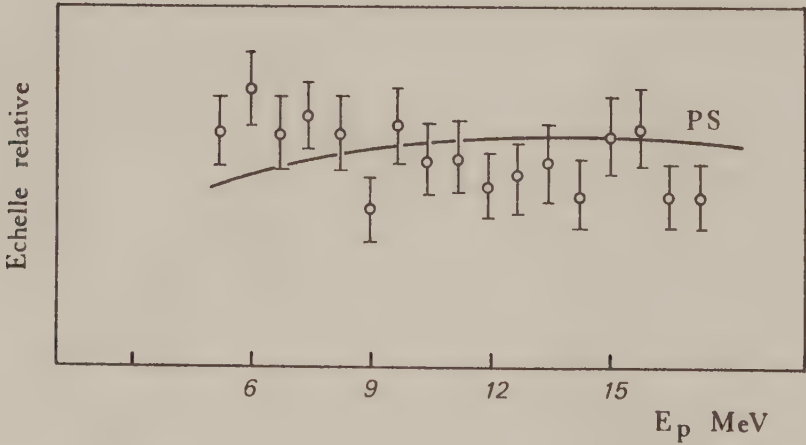


FIGURE IV.31 - Spectre obtenu pour $\theta_n = 25^\circ$, $\theta_p = -15^\circ$ dans la réaction $d + {}^3\text{He} \rightarrow p + n + {}^3\text{He}$. La courbe en trait plein correspond au facteur d'espace de phase

CONCLUSION

Nous avons étudié expérimentalement la réaction de break-up dans des zones cinématiques voisines de l'interaction $n-p$ dans l'état final. Nos résultats ont été comparés à des modèles simples s'attachant surtout à décrire l'aspect 2 corps du phénomène, modèle de Watson-Migdal ou modèle de Phillips-Griffy-Biedenharn. Nous avons également utilisé un outil plus perfectionné, le modèle d'Amado avec les calculs d'Ebenhöh : le problème 3 corps est correctement traité à l'approximation séparable des ondes S .

La détection colinéaire $n-p$ permet un très bon isolement de l'IEF. Ceci est marqué par le très bon accord entre WM (ou le modèle PGB, par ailleurs équivalent) et la forme du pic expérimental. Cette coïncidence est loin d'être réalisée dans les expériences incomplètes et même dans les expériences complètes où les deux protons sont détectés. Avec cette réserve d'une bonne séparation cinématique, les hypothèses du modèle sont donc bien justifiées dans la réaction à 3 nucléons. Ceci donne un certain poids aux mesures, faites en $n + d$ dans les mêmes circonstances pour tester la symétrie de charge ou l'invariance de charge de l'interaction nucléaire. L'ennui, c'est la faible sensibilité de la forme du pic, aux paramètres de longueur de diffusion a_{nn} et de portée effective r_{on} , relativement à la précision possible actuellement dans les mesures $n + d$. Les variations de section efficace en fonction de a_{nn} sont beaucoup plus notables⁽⁴⁾. Dans ces conditions, un modèle exact type Amado est alors nécessaire, mais son emploi implique qu'auparavant on l'ait expérimenté sur un volume d'espace des phases très important, incluant les zones d'interférence entre IEF et diffusion quasi-élastique.

Dans le cas d'optimisation des conditions favorisant l'IEF, les calculs d'Ebenhöh fournissent également un bon résultat. Rappelons, que dans cette situation, il ne s'agit pas seulement de la reproduction du spectre par une amplitude partielle, analogue à celle du modèle WM, qui serait prépondérante, mais que la forme est le résultat de l'addition cohérente de l'ensemble des amplitudes suivant la dynamique 3 corps. Ceci est déjà un indice favorable quant à l'efficacité de l'outil mis à notre disposition. Celui-ci prend toute sa valeur dans le cas où nous nous éloignons des régions spécifiques à l'IEF. L'allure générale des spectres est très bien reproduite. Les différents mécanismes interfèrent de façon complexe et il est impossible de les traiter sans tenir compte de leur cohérence. Les modèles simples, type Watson-Migdal ne sont alors d'aucune utilité même s'ils donnent l'apparence d'une relative bonne prédiction expérimentale. L'analyse par les calculs exacts d'Ebenhöh, montre alors qu'il peut s'agir d'une simple coïnci-

dence. Leur utilisation dans l'extraction des paramètres de l'interaction N-N est dans ce cas très contestable.

Les calculs d'Ebenhöh viennent d'être appliqués de façon très satisfaisante à $E_p = 30 \text{ MeV}^{(73)}$ et $E_p = 16 \text{ MeV}^{(74)}$ dans diverses conditions cinématiques incluant des zones d'interférence entre les différents mécanismes. Une interaction 2 corps relativement sommaire permet donc d'ores et déjà de fournir une bonne description du break-up $N + d$.

Notre expérience montre que ce n'est pas une conclusion générale et cela est heureux ; un trop bon accord avec l'expérience enlèverait tout espoir d'approfondir notre connaissance de l'interaction 2 corps par l'intermédiaire du problème 3 corps.

La détermination précise des régions où il y a concordance et de celles où il y a divergence, entre résultats expérimentaux et prévisions du modèle d'Amado, semble maintenant un des buts des expériences sur le break-up, dans les prochaines années. Elle doit permettre de préciser si le désaccord est dû à une déficience dans la description de l'interaction N-N ou à des causes plus fondamentales telles que la présence de forces spécifiquement 3 corps. L'étude des zones d'interférences entre les différents mécanismes, la recherche de régions où les effets hors couches sont importants, sont également des objectifs intéressants. Un travail récent⁽⁷⁵⁾ a montré la sensibilité des résultats à l'effet hors-couche dans les régions très loin de la couche d'énergie c'est-à-dire les zones d'interaction dans l'état final. Il n'est pourtant pas certain que ces régions soient les plus sensibles à l'effet hors couche. En effet, la forme de l'amplitude est largement déterminée par la présence de l'état virtuel singulet pour des énergies relatives voisines de zéro. Un potentiel séparable avec des facteurs de forme choisis de telle façon qu'ils reproduisent les déphasages N-N d'onde S fournit la forme de l'amplitude avec une bonne approximation masquant l'effet hors couche proprement dit. Là aussi, l'on est conduit à sortir des zones traditionnelles où la réaction est habituellement étudiée : IEF ou QF. Enfin, c'est sans doute dans des expériences de polarisation (qui restent à faire) plus que dans les expériences de break-up, que se manifesteront les détails les plus fins du potentiel, tels que force tensorielle ou effet des ondes partielles $l \neq 0$.

La dernière remarque nous montre la nécessité d'une amélioration parallèle du modèle théorique : les calculs actuels, utilisant l'approximation d'onde S n'engendrent évidemment aucune polarisation.

La validité d'un modèle théorique sera fonction non de sa capacité à reproduire tel ou tel mécanisme, mais de son aptitude à donner des résultats corrects dans l'ensemble de l'espace des phases. Le modèle étudié ici semble tout à fait capable de servir de base pour cette tâche. Le problème est d'introduire une interaction nucléon-nucléon de plus en plus réaliste. L'une des premières voies est bien entendu, d'accroître le nombre de termes séparables de manière à restituer les détails de plus en plus fins du potentiel nucléon-nucléon. Cependant, le nombre de termes séparables détermine directement la grandeur du système d'équations intégrales obtenu, donc la taille des matrices à inverser pour sa résolution. La place occupée dans l'ordinateur, le temps de calcul (donc le coût) limitent vite le nombre de termes possibles. Hors les améliorations nécessaires :

- Introduction de terme $l \neq 0$, indispensable si l'on veut rendre compte des résultats à plus haute énergie ou en polarisation
- Description des états S par plusieurs termes séparables reproduisant mieux l'interaction sur la couche d'énergie
- Prise en compte de l'onde D du deuton, importante pour la polarisation

multiplient les couplages supplémentaires, le spin n'étant plus un bon nombre quantique. Des calculs sont cependant possibles⁽⁵³⁾ ou sont actuellement en cours⁽⁷⁶⁾.

Un point important est le problème de la localité de l'interaction N-N. L'expérience ne peut choisir entre localité et non localité. L'utilisation d'une interaction locale conduit à des équations intégrales couplées à deux variables continues dont la résolution sur ordinateur n'a pas encore été tentée. En principe, il est possible d'approcher un potentiel local par une somme de termes séparables⁽⁷⁷⁾ mais celui-ci donne lieu à des interactions dans des moments angulaires non nuls ; si l'on veut traiter ces interactions il faut, pour chaque état l , introduire au moins un terme séparable, on est ramené à la difficulté précédente.

Les équations de Alt-Grassberger-Sandhas (équations III. 8 et III. 20) offrent la possibilité de tenir compte de la partie locale de l'interaction. Il faut alors considérer des termes d'ordre supérieur à zéro dans le propagateur G_{ji} ; si la partie non séparable est suffisamment petite, une méthode de perturbation ou des calculs variationnels peuvent être appliqués⁽³⁶⁾.

Une autre voie particulièrement prometteuse est l'emploi de potentiels locaux dans l'application des techniques des approximations de Padé, à la série de multidiffusion tirée des équations de Faddeev. Kloet et Tjon⁽⁷⁸⁾, avec des potentiels de Yukawa, obtiennent ainsi des améliorations importantes, dans la reproduction des résultats expérimentaux, notamment en diffusion élastique $n + d$.

Enfin, il semble nécessaire de prendre en considération l'interaction coulombienne. Les théories sont à même, dès maintenant, de reproduire des détails de plus en plus fins. De plus, il est essentiel de pouvoir comparer théorie et expérience dans de larges gammes cinématiques. Or, pour la précision des résultats ou la facilité de mise en oeuvre, la réaction $p + d$ présente d'incontestables avantages. Quoique le traitement des forces coulombiennes à longue portée dans le problème 3 corps présente de sérieuses difficultés, plusieurs approches ont déjà été proposées⁽⁷⁹⁾.

L'étude de l'IEF $n-p$ dans les réactions à plus de trois nucléons souffre, d'une part, des résultats trop fragmentaires et du manque de précision due à nos conditions expérimentales, d'autre part, de l'absence de calculs théoriques un tant soit peu poussés. Comme dans la réaction à 3 nucléons, une connaissance des mécanismes responsables de l'état final sur la totalité de l'espace des phases est essentielle, mais pour ces mesures, des ensembles de détection " 4π " sont indispensables. Quant aux calculs théoriques, des modèles du type Amado peuvent être envisagés, du moins pour les systèmes (α, p, n) ou $({}^3\text{He}, p, n)$. En l'absence d'onde S dominante (contrairement au cas 3 nucléons), le problème se complique, sans pour autant être insoluble, les calculs de Shanley pour (α, pn) ⁽⁵³⁾ le prouvent bien. De tels systèmes peuvent être plus sensibles à certaines particularités du potentiel 2 corps comme les effets de couche d'énergie. L'état final (d, p, n) doit lui, être traité comme un problème 4 corps, l'extension

importante dans l'espace, du deuton, ne permettant pas de faire l'approximation 3 corps. Le développement actuel du formalisme⁽⁸⁰⁾ laisse espérer que bientôt, des calculs, directement comparables à l'expérience, seront disponibles. Parallèlement, les méthodes de sommation des graphes de Komarov et Popova⁽⁸¹⁾ peuvent être très utiles pour l'ensemble de ces problèmes.

La publication de divers résultats^(38, 66), sur la présence d'IEF (n-p) singulet dans les spectres expérimentaux, en contradiction avec la règle de conservation du spin isotopique, a été le point de départ des expériences sur le deutérium, l'hélium-4 et le lithium-6. Elles ne nous ont pas permis d'observer de manquement à cette loi. Depuis, d'autres expériences, signalées dans le chapitre IV, ont abouti aux mêmes conclusions. Les accroissements inexpliqués de section efficace, dans les zones de faibles énergies relatives (n-p), sont certainement dus à l'insuffisance des modèles utilisés dans ces régions. Par contre, la formation de d^* sur les niveaux excités $T = 1$, possible selon la règle de sélection, a été effectivement observé en $d + d$ ($E_{\text{exit}} = 2,22 \text{ MeV}$) et en $d + {}^6\text{Li}$ ($E_{\text{exit}} = 3,56 \text{ MeV}$). L'importance d'un mécanisme avec inversion du spin et de l'isospin $d + d \rightarrow d^* + d^*$, noté dans le 4 corps ($d + d$), peut être intéressante pour l'étude des états d'excitation des systèmes à peu de nucléons. Le processus doit être favorisé lorsque la cible est sous forme d'agrégats comprenant un deuton. La possibilité de recherche par cette méthode d'une résonance $3N$, supposée formée d'un agrégat $d^* + N$ peut être envisagée.

Pour la réaction $d + {}^3\text{He}$, l'état final $t + 2p$ a été étudié de façon très approfondie au point de vue théorique, par Henley, Richards et Yu⁽⁷²⁾, en utilisant différentes méthodes approximation de Born, comparaison avec la diffusion élastique, DWBA. Les résultats obtenus avec les deux dernières méthodes sont encourageants à E_d incident = 10 MeV et requièrent une application à plus haute énergie. L'un des buts de l'expérience entreprise en $d + {}^3\text{He}$, était de fournir des éléments, à partir du break-up 3 corps, sur les sections efficaces et la distribution angulaire de la pseudo-réaction 2 corps $d + {}^3\text{He} \rightarrow d^* + {}^3\text{He}$ (analogue au canal de sortie $t + 2p$). La mauvaise qualité des ajustages donnés par les modèles d'IEF n'a pas permis la poursuite d'une telle investigation. Cependant l'importance de la contribution singulet p-n dans la formation des spectres, est bien établie. Une mesure (figure IV. 31) faite pour $\theta_n = 15^\circ$, $\theta_p = -25^\circ$ ne présente aucune structure apparente. Nous sommes alors dans une région cinématique loin de l'IEF n-p mais présentant des conditions semblables au cas $\theta_n = \theta_p = 15^\circ$ pour la diffusion quasi-élastique et les énergies relatives des systèmes de masse 4 (voir figure I. 6). Des mesures plus complètes, à l'aide d'une meilleure résolution et d'une meilleure statistique, sont indispensables, pour élucider la forme des spectres dans la plage angulaire avant en $d + {}^3\text{He}$. Elles doivent permettre d'apprécier l'influence des mécanismes de diffusion quasi-élastique et des processus séquentiels dans la distorsion du spectre dû à l'IEF p-n.

Des résultats, dans la partie pick-up (obtenus en bombardant une cible de deutérium par des ${}^3\text{He}$) seraient également très profitables. D'après les remarques faites au chapitre IV, l'accord avec le modèle de Watson doit être meilleur et devrait permettre une comparaison avec les distributions angulaires calculées par Henley et al.

ANNEXE I

CINEMATIQUE A 3 CORPS

Pour les réactions à 3 corps, on désignera par 1 la particule incidente, 2 la cible, 3 et 4 les particules détectées dans la voie de sortie (3 le proton, 4 le neutron) :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$$

Les lois de conservation permettent d'écrire :

$$\vec{P}_1 = \vec{P}_3 + \vec{P}_4 + \vec{P}_5$$

et :

$$E_1 + m_1 + m_2 = E_3 + m_3 + E_4 + m_4 + E_5 + m_5$$

E_i énergie cinétique en MeV

m_i masse au repos en MeV

P_4 s'exprime en fonction de P_3 par :

$$P_4 = - \frac{A \cdot D + \sqrt{\Delta}}{4 C^2 - A^2}$$

avec :

$$A = -2 P_1 \cos \theta_4 + 2 P_3 \cos \theta_{34} \quad (\theta_{34} \text{ angle entre les particules 3 et 4})$$

$$C = E_1 + m_1 + m_2 - E_3 - m_3$$

$$D = -B + C^2 + m_4^2 - m_5^2$$

$$B = P_1^2 + P_3^2 - 2 P_1 P_3 \cos \theta_3$$

$$\Delta = D^2 - m_4^2 (4 C^2 - A^2)$$

A partir de la définition de l'invariant⁽⁵⁶⁾ :

$$S_{ij} = m_i^2 + m_j^2 + 2 (T_i T_j - \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j)$$

où :

$$T_i = \sqrt{m_i^2 + P_i^2}$$

On a la valeur de l'énergie relative entre les particules i et j :

$$E_{ij} = \sqrt{S_{ij}} - m_i - m_j$$

Dans le cadre du modèle séquentiel, nous avons à calculer les angles d'émission de la résonance n - p dans le centre de masse total $\theta_{d^* CM}$ et de désintégration de l'une des particules, p par exemple, dans le centre de masse de la résonance θ_p (fig. IV. 22).

Nous avons :

$$\operatorname{tg} \theta_{d^* CM} = \frac{1}{\Gamma} \frac{\sin \theta_5}{\cos \theta_5 - \frac{V_{CM}}{V_5}}$$

ou :

$$\begin{aligned} \vec{V}_5 &= \vec{P}_5 / T_5 && \text{vitesse de la particule de recul } 5 \\ V_{CM} &= \sum_{j=3}^5 \vec{P}_j / \sum_{j=3}^5 T_j && \text{vitesse du centre de masse dans le laboratoire} \\ \Gamma &= 1 / \sqrt{1 - V_{CM}^2} \end{aligned}$$

Si c est le centre de masse des particules i et j en interaction, sa vitesse est :

$$\vec{V} = \frac{(\vec{P}_i + \vec{P}_j)}{\Gamma_i + T_j}$$

Désignons par θ_{vi} l'angle de la particule i dans le laboratoire avec la direction $\vec{V}$. On a la formule de transformation donnant θ_i

$$\operatorname{tg} \theta_i = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \theta_{vi}}{\cos \theta_{vi} - \frac{V}{V_i}}$$

V_i est la vitesse de i dans le laboratoire :

$$\gamma = (1 - V^2)^{-1/2}$$

Le moment transféré à la particule détecté i est égal à :

$$\vec{q}_{ti} = \vec{P}_i - a \vec{P}_1$$

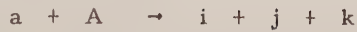
où :

- $a \approx 0$ si la particule provient de la cible
 $a = 0,5$ si i est l'une des deux particules du deuton incident.

ANNEXE II

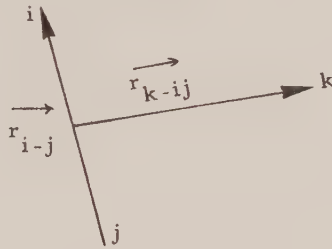
SYSTEME SDS(k) DE COORDONNEES RELATIVES

Soit la réaction :



(A-2.1)

et le système de coordonnées SDS(k) représenté ci-dessous :



Le système est défini par les impulsions $\vec{p}_{ij}$ (ou simplement $\vec{p}_k$) moment relatif de la paire k (particules i et j) et $\vec{q}_{k-i j}$ (ou $\vec{q}_k$) moment relatif de la particule k et de la paire i - j (57).

On a les trois relations :

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \sum_i \vec{P}_i \\ \vec{q}_k &= \vec{P}_k - \frac{m_k}{M} \vec{P} \\ \vec{p}_k &= \left(\frac{\vec{P}_i}{m_i} - \frac{\vec{P}_j}{m_j} \right) \mu_{ij} \end{aligned} \quad (\text{A-2, 2})$$

où les $\vec{P}_i$ sont les impulsions dans un repère quelconque (laboratoire par exemple)

$$\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \quad (M = m_i + m_j + m_k)$$

L'énergie totale disponible dans ce système est :

$$\begin{aligned} E_o &= \sum_i \frac{P_i^2}{2m_i} = \frac{P^2}{2M} + \frac{q_k^2}{2\mu_{k-ij}} + \frac{p_k^2}{2\mu_{ij}} \\ \mu_{k-ij} &= \frac{m_k (m_i + m_j)}{M} \end{aligned}$$

Les différentes quantités peuvent s'exprimer dans le centre de masse total. On a :

$$\begin{aligned}\vec{P}' &= \sum_i \vec{P}_i = 0 \\ \vec{q}_k &= \vec{P}'_k \\ \vec{p}_k &= \left(\frac{\vec{P}'_i}{m_i} - \frac{\vec{P}'_j}{m_j} \right) \mu_{ij} \\ E &= \frac{q_k^2}{2\mu_{k-ij}} + \frac{p_k^2}{2\mu_{ij}} = E_{k-ij} + E_{ij}\end{aligned}\quad (\text{A. 2-3})$$

ou E_{ij} est l'énergie interne (i-j) calculée dans l'annexe I.

Dans la réaction à trois nucléons, $m_i = m_j = m_k = 1$

$$\mu_{ij} = 1/2 \quad \mu_{k-ij} = 2/3$$

Par normalisation spéciale, de $\vec{q}_k$ on pourra écrire l'énergie disponible dans la voie de sortie :

$$E = p_k^2 + q_k^2$$

On peut définir deux autres systèmes équivalents SDS(i) et SDS(j). On a les relations :

$$\begin{pmatrix} \vec{p}_\alpha \\ \vec{q}_\alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1/2 & + \frac{\sqrt{3}}{2} \\ + \frac{\sqrt{3}}{2} & - 1/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{p}_k \\ \vec{q}_k \end{pmatrix}\quad (\text{A. 2-4})$$

($\alpha = i$ ou j)

$$E = p_\alpha^2 + q_\alpha^2$$

On déduit également des diverses relations :

$$d\vec{P}'_k \cdot d\vec{P}'_\alpha = d\vec{p}_\alpha \cdot d\vec{q}_\alpha = d\vec{P}'_k \cdot d\vec{P}'_\alpha$$

(le jacobien de transformation est égal à l'unité)

Le ket $|\vec{p}_i \vec{q}_i\rangle$ définit entièrement un état du système à trois nucléons et l'on a :

$$\begin{aligned}\int d^3\vec{q}_i \, d^3\vec{p}_i \, |\vec{p}_i \vec{q}_i\rangle \langle \vec{p}_i \vec{q}_i| &= 1 \\ \langle \vec{q}'_i \vec{p}'_i | \vec{q}_i \vec{p}_i \rangle &= \delta^3(\vec{q}_i - \vec{q}'_i) \delta^3(\vec{p}_i - \vec{p}'_i)\end{aligned}$$

ANNEXE III

EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE
ET ESPACE DE PHASE 3 CORPS

Dans la réaction du type :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$$

soit dW la probabilité de réaction par unité de temps pour une particule cible. La section efficace de réaction $d\sigma$ est définie comme étant la probabilité de réaction par unité de temps, pour une particule cible, et par unité de flux incident :

$$dW = V_{inc} \cdot d\sigma \quad (A. 3-1)$$

On a ⁽⁵⁸⁾ :

$$dW = \frac{2\pi}{\hbar} (T_{fi})^2 \rho(E) \quad (A. 3-2)$$

où :

T_{fi} est l'élément de matrice de transition $i \rightarrow f$

$\rho(E)$ est la densité d'états finaux dans un volume donné de l'espace des phases des trois particules de la voie de sortie, le volume étant déterminé par les conditions expérimentales.

En théorie quantique non relativiste, on trouve ⁽⁵⁹⁾

$$\rho(E) = \int \Pi_{i=3}^5 d^3 \vec{P}_i \delta^3 \left(\sum_{i=3}^5 \vec{P}_i - \vec{P} \right) \delta \left(\sum_{i=3}^5 E_i - E \right)$$

La sommation sur $\vec{P}_5$ par exemple conduit à :

$$\rho(E) = \int \delta(E_3 + E_4 + E_5 - E) P_3^2 dP_3 d\Omega_3 P_4^2 dP_4 d\Omega_4 \quad (A. 3-3)$$

L'argument de la fonction δ restante doit être pris pour :

$$\vec{P}_5 = \vec{P}_1 - \vec{P}_3 - \vec{P}_4$$

$$E_3 + E_4 + E_5 - E = f(P_4) = \frac{P_3^2}{2m_3} + \frac{P_4^2}{2m_4} + \frac{(\vec{P}_1 - \vec{P}_3 - \vec{P}_4)^2}{2m_5} - E$$

On a la relation :

$$\int \delta(\Phi(x)) g(x) dx = \sum_i \frac{g(x_i)}{|\Phi'(x_i)|} \quad (A-3.4)$$

avec :

$$\Phi(x_i) = 0$$

Soit :

$$\int \delta \left(f(P_4) \right) P_4^2 dP_4 = \sum_{P_{4i}} \frac{P_{4i}^2}{|f'(P_{4i})|}$$

P_{4i} désignant les racines de $f(P_4) = 0$. Il y a deux racines; mais les conditions expérimentales choisies permettent d'éliminer la racine inférieure (seule la partie supérieure de la courbe cinématique est visible). On a finalement compte-tenu de la valeur de $f'(P_{4i}) =$

$$\rho(E) = \int \frac{P_3^2 P_4^2 dP_3 d\Omega_3 d\Omega_4}{\left| \frac{P_4}{\mu_{45}} + \frac{P_3 \cos \theta_{34}}{m_5} - \frac{P_1 \cos \theta_3}{m_5} \right|}$$

$$P_3 dP_3 = m_3 dE_3$$

Soit en tenant compte de (A. 3-1) et (A. 3-2) :

$$\frac{d^3 \sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = \frac{2 \pi}{h v_{inc}} \left| T_{fi} \right|^2 P(E_3, \Omega_3, \Omega_4)$$

avec :

$$P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) = \frac{m_3 P_3 P_4^2}{\left| \frac{P_4}{\mu_{45}} + \frac{P_3 \cos \theta_{34}}{m_5} - \frac{P_1 \cos \theta_3}{m_5} \right|} \quad (A. 3-5)$$

$P(E_3, \Omega_3, \Omega_4)$ est le facteur d'espace de phase trois corps.

ANNEXE IV

CALCUL DU FACTEUR DE PHASE 2 CORPS $F_{ij}(E_{ij})$

Pour la réaction (A. 2-1) où l'on envisage un processus séquentiel, la section efficace de production de la résonance $i-j$ est proportionnelle à un facteur de phase 2 corps F , analogue à celui défini dans A-3.

$$F = d\vec{P}_k d\vec{P}_{ij} \delta(\vec{P}_k + \vec{P}_{ij}) \delta\left(E - \frac{P_k^2}{2m_k} - \frac{P_{ij}^2}{2(m_i+m_j)}\right)$$

ou : $\vec{P}_k$ et $\vec{P}_{ij}$ sont les moments de la particule de recul k et de la paire $(i-j)$ dans le centre de masse total :

$$\vec{P}_k = - \vec{P}_{ij}$$

E est l'énergie totale disponible dans le centre de masse.

En intégrant sur $\vec{P}_{ij}$

$$F = \int P_k^2 dP_k d\Omega_k \delta\left(E - \frac{P_k^2}{2\mu_{k-ij}}\right)$$

En appliquant la relation (A. 3-4) :

$$F = 4\pi \frac{P_k^2}{\left|\frac{P_k}{\mu_{k-ij}}\right|} = 4\pi \mu_{k-ij} \left|P_k\right|$$

D'après (A. 2-3) :

$$\vec{P}_k = \vec{q}_k = \vec{q}_{k-ij}$$

et :

$$q_k^2 = 2\mu_{k-ij} (E - E_{ij})$$

d'où :

$$F = 4\sqrt{2}\pi (\mu_{k-ij})^{3/2} (E - E_{ij})^{1/2}$$

ANNEXE V

$$\text{CALCUL DU JACOBIEN } J_{ij} = \frac{\partial(E_{ij}, \Omega_{ij}, \Omega_{k-ij})}{\partial(E_i, \Omega_i, \Omega_j)}$$

On utilise les propriétés d'invariance du facteur d'espace de phase.

Calculé dans le référentiel du laboratoire, l'élément d'espace de phase est égal à (voir annexe III) :

$$d^3\rho = P(E_i, \Omega_i, \Omega_j) dE_i d\Omega_i d\Omega_j \quad (\text{A. 5-1})$$

Or :

$$\vec{dP}_i \vec{dP}_j = \vec{dq}_{k-ij} \vec{dp}_{ij} \quad (\text{d'après A. 2. 4})$$

On peut donc écrire le facteur d'espace de phase après intégration sur $\vec{P}_k$:

$$\rho(E) = \int \vec{dq}_{k-ij} \vec{dp}_{ij} \delta(E - \frac{q_{k-ij}^2}{2\mu_{k-ij}} - \frac{p_{ij}^2}{2\mu_{ij}})$$

Par intégration sur q_{k-ij} et en tenant compte des propriétés de la fonction δ

$$\rho(E) = \int \frac{q_{k-ij}^2 p_{ij}^2 dp_{ij} d\Omega_{ij} d\Omega_{k-ij}}{\left| \frac{q_{k-ij}}{\mu_{k-ij}} \right|}$$

$$p_{ij} dp_{ij} = \mu_{ij} dE_{ij}$$

d'où finalement :

$$d^3\rho = \mu_{k-ij} \mu_{ij} q_{k-ij} p_{ij} dE_{ij} d\Omega_{ij} d\Omega_{k-ij}$$

Soit en comparant avec (A. 5. 1) :

$$J_{ij} = \frac{dE_{ij} d\Omega_{ij} d\Omega_{k-ij}}{dE_i d\Omega_i d\Omega_j} = \frac{P(E_i, \Omega_i, \Omega_j)}{\mu_{k-ij} \mu_{ij} q_{k-ij} p_{ij}}$$

où : $P(E_i, \Omega_i, \Omega_j)$ est donné par (A. 3-5).

BIBLIOGRAPHIE

- (1) A. NIILER, W. VON WITSCH, G. C. PHILLIPS, C. JOSEPH, V. VALKOVIC
Phys. Rev., C-1, (1970), 1342
- (2) C. C. CHANG, et al.
Phys. Lett., 28 B, (1968), 175
- (3) H. BRUCKMANN et al.
Phys. Lett., 30 B, (1969), 460
- (4) R. BOUCHEZ et al.
Nucl. Phys., A 185, (1972), 166
- (5) J. G. ROGERS et al.
Phys. Rev., C 2, (1970), 828
- (6) V. VALKOVIC, W. VON WITSCH, D. RENDIC, G. C. PHILLIPS
Phys. Lett., 33 B, (1970), 208
- (7) E. L. PETERSEN, R. G. ALLAS, R. O. BONDELID, A. G. PIEPER, R. B. THEUS
Phys. Lett., 31 B, (1970), 209
International Conference on Few Particles Problems, Los Angeles, (1972)
- (8) W. J. BRAITHWAITE et al.
Nucl. Phys., A 166, (1971), 515
- (9) D. J. MARGAZIOTIS et al.
Phys. Rev., C-2, (1970), 2050
- (10) V. VALKOVIC et al.
Nucl. Phys., A 96, (1967), 241
- (11) W. E. SWEENEY et al.
Phys. Lett., 37 B, (1971), 183
- (12) K. H. BRAY et al.
Nucl. Phys. A 181, (1972), 319
- (13) B. KUHN, H. KUMPF, S. PARZHITSKY, S. TESCH
Nucl. Phys., A 183, (1972), 640
- (14) A. NIILER, C. JOSEPH, V. VALKOVIC, W. VON WITSCH, G. C. PHILLIPS
Phys. Rev., 182, (1969), 1083
- (15) C. LUNKE, J. P. EGGER, J. ROSSEL
Nucl. Phys., A 158, (1970), 278
- (16) B. ZEITNITZ, M. MASCHUW, P. SUHR, W. EBENHOH
Phys. Rev. Lett., 28, (1972), 1656

- (17) I. SLAUS
Communication présentée à : "Intern. Conf. on Three Body Problem in Nuclear and Particle Physics", Birmingham, July 1969 (North-Holland Publ., 1970)
- H. LANGEVIN
Communication présentée à "Intern. Conf. on Few Particle Problems in Nuclear Interaction", Los Angeles, Sept. 1972 (North-Holland Publ., à paraître)
- (18) E. E. GROSS, E. U. HUNGERFORD, J. J. MELANIFY
Nucl. Phys., A 164, (1971), 376
- (19) H. BRUCKMANN et al.
Nucl. Phys., A 157, (1970), 209
- (20) J. C. VAN DER WEERD, T. R. CANADA, C. L. FINK, B. L. COHEN
Phys. Rev., C-3, (1970), 66
- (21) K. M. WATSON
Phys. Rev., 88, (1952), 1163
- (22) A. B. MIGDAL
Soviet Phys. J. E. T. P., 1, (1955), 2
- (23) G. C. PHILLIPS, T. A. GRIFFY, L. C. BIEDENHARN
Nucl. Phys., 21, (1960), 327
- (24) G. C. PHILLIPS, T. A. GRIFFY, L. C. BIEDENHARN
Zeitsch. für Physik, 205, (1967), 420
- (25) J. ARVIEUX, J. L. DURAND, A. PAPINEAU, A. TARRATS
Comm. présentée à "Intern. Conf. on Three Body Problem in Nuclear and Particle Physics", Birmingham, July 1969 (North-Holland Publ., 1970)
- (26) L. LANDAU, E. LIFSCHITZ
Mécanique Quantique (p. 592)
Editions MIR, Moscou, (1967)
- (27) M. CHEMARIN, L. FEUVRAIS, M. GOUANERE, J. PIGNERET, J. L. VIDAL
Nucl. Instr. Meth., 66, (1968), 109
- (28) J. GUYON, J. PIGNERET, M. GOUANERE
Nucl. Instr. Meth., 56, (1967), 175
- (29) M. GOUANERE
Thèse Doct. ès-Sciences Phys., Lyon, (1970)
- (30) W. T. H. VAN OERS, K. W. BROCKMANN
Nucl. Phys., A 92, (1967), 561
- (31) M. CHEMARIN, L. FEUVRAIS, M. GOUANERE, G. NICOLAI, J. L. VIDAL
Rapport Interne, LYCEN/6877, (1968)
- (32) J. C. HOPKINS, J. T. MARTIN, J. D. SEAGRAVE
Nucl. Instr. Meth., 56, (1967), 175
- (33) M. RICH, R. MADEY
Rapport UCRL-2301
- (34) J. D. SEAGRAVE
Comm. présentée à "Intern. Conf. on Three Body Problem in Nuclear and Particle Physics", Birmingham, July 1969 (North-Holland Publ., 1970)
- (35) A. F. KUCKES, R. WILSON, P. F. COOPER
Ann. of Phys., 15, (1961), 193

- (36) I. H. SLOAN
Nucl. Phys., A 182, (1972), 549
- (37) D. A. GLEDCKE, W. J. MAC DONALD
Nucl. Instr. Meth., 58, (1968), 253
- (38) W. VON WITSCH, M. IVANOVICH, D. RENDIC, J. SANDLER, G. C. PHILLIPS
Phys. Rev., C-2, (1970), 2144
- (39) G. PAIC, I. SLAUS
Proc. of Intern. Conf. on Few Body Problems Light Nuclei and Nuclear Interactions
Brela, Yougoslavie, July 1967
Gordon & Breach New York, (1968)
- (40) J. L. DURAND
Thèse Doct. ès-Sciences Phys., Grenoble, (1971)
- (41) R. D. ADAMO
Phys. Rev., 158, (1967), 1414
- (42) I. J. R. AITCHISON, C. KAISER
Phys. Rev., 173, (1968), 1700
- (43) I. A. SLOAN
Phys. Rev., 185, (1969), 1361
- (44) H. BRUCKMANN et al.
Rapport KFK-1172, Karlsruhe, (1971)
- (45) L. D. FADDEEV
Sov. Phys. J. E. T. P., 12, (1961), 1014
Sov. Phys. Dokhlady, 6, (1961), 384
- (46) R. D. AMADO
Phys. Rev., 132, (1963), 485

R. AARON, R. D. AMADO, Y. Y. YAM
Phys. Rev., 140, (1965), 1291

R. AARON, R. D. AMADO, Y. Y. YAM
Phys. Rev., 136, (1964), 650

R. AARON, R. D. AMADO
Phys. Rev., 150, (1966), 897
- (47) E. O. ALT, P. GRASSBERGER, W. SANDHAS
Nucl. Phys., B 2, (1967), 167
- (48) R. T. CAHILL, I. H. SLOAN
Nucl. Phys. A 165, (1971), 161
- (49) W. EBENHOH
Nucl. Phys., A 191, (1972), 97
- (50) M. DURAND
Thèse Doct. ès-Sciences Phys., Grenoble, (1972)
- (51) L. HULTHEN, K. V. LAURIKAINEN
Rev. Mod. Phys., 23, (1951), 1
- (52) D. D. BRAYSHAW
Phys. Rev., 176, (1968), 1855
- (53) P. E. SHANLEY
Phys. Rev., 187, (1969), 1328

- (54) M. BERNAS -de SMET
Ann. de Phys., 3, (1968), 213
- (55) M. GOLDBERGER, K. WATSON
Collision Theory (p. 238)
Wiley & Sons, New York, (1964)
- (56) ZUPANCIC
Les réactions nucléaires à 3 corps - Conférence de Zermatt, 1967
- (57) G.G. OHLSEN
Nucl. Instr. Meth., 37, (1965), 240
- (58) C. MESSIAH
Mécanique quantique - vol. 2 (chap. XIX)
- (59) O. SKEJEGGEVTAD
Proceedings of the 1964 Easter School, Herceg-Nov, May 1964
- (61) P.F. DONOVAN
Rev. Mod. Phys., 37, (1965), 501
- (61) TANABE T.
J. Phys. Soc. Japan, 25, (1968), 21
- (62) H. BRUCKMANN et al.
Zeitsch. fur Physik, 217, (1968), 350
- (63) J.P. BURQ, J.C. CABRILLAT, M. CHEMARIN, B. ILLE, G. NICOLAI
Nucl. Phys., A 183, (1972), 126
- (65) W. VON WITSCH, M. IVANOVICH, D. RENDIC, V.A. OTTE, G.C. PHILLIPS
Nucl. Phys., A 172, (1971), 633
- (66) R.B. THEUS, R.G. ALLAS, R.O. BONDELID, E.L. PETERSEN, A.G. PIEPER
Bull. Amer. Phys. Soc., 16, (1971), 540
- (67) R. VAN DANTZIG,
Ph. D. Thesis, IKO, Amsterdam, (1971)
- (68) P.A. ASSIMAKOPOULOUS et al.
Nucl. Phys., A 144, (1970), 272
- (69) W.J. BRAITHWAITE, et al.
Phys. Lett., 38 B, (1972), 67
- (70) E.E. GROSS, E.V. HUNGERFORD, J.J. MALANIFY
Nucl. Phys., A 164, (1971), 376
- (71) A. NIILER, R.J. SPIGER, W. VON WITSCH, G.C. PHILLIPS
Nucl. Phys., A 179, (1972), 263
- (72) E.M. HENLEY, F.C. RICHARDS, D.V.L. YU
Nucl. Phys., A 103, (1967), 361
- (73) D.J. MARGAZIOTIS, et al.
Phys. Lett., 37 B, (1971), 263

D.J. MARGAZIOTIS et al.
Comm. présentée à "Intern. Conf. on Few Particle Problems in Nuclear Interaction", Los Angeles, Sept. 1972
- (74) H KLEIN et al.
Nucl. Phys., (à paraître)

- (75) M. MORLET
Thèse Doct. ès-Sciences Phys., Paris-Orsay, (1972)
- (76) G. H. LAMOT, E. ELBAZ, C. FAYARD, J. PIGEON
Lett. Nuovo Cimento, 5, (1972), 647
- (77) J. S. BALL, D. WONG
Phys. Rev., 169, (1968), 1362
- (78) KLOET, T JON
Comm. présentée à "Intern. Conf. on Few Particles Problems in Nuclear Interaction", Los Angeles, Sept. 1972
- (79) G. BENCZE
Rapport Interne KFKI-7239, Budapest, 1972
- (80) SANDHAS
Comm. présentée à "Intern. Conf. on Few Particles Problems in Nuclear Interaction", Los Angeles, Sept. 1972
- (81) V. V. KOMAROV, A. M. POPOVA
Soviet Nucl. Phys., 10, (1969), 1089

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	p.	1
<u>CHAPITRE I - Les réactions à petit nombre de nucléons</u>	p.	3
I. 1 - <u>Intérêt des problèmes à peu de nucléons</u>	p.	3
I. 1. 1 - Etude des mécanismes de réactions conduisant à 3 corps dans la voie de sortie	p.	3
I. 1. 2 - Extraction des paramètres de diffusion à 2 corps	p.	3
I. 1. 3 - Renseignements spectroscopiques concernant les résonances, les états instables produits dans les réactions à 3 corps	p.	3
I. 2 - <u>Présentation et buts des expériences réalisées à Lyon</u>	p.	4
I. 2. 1 - Réactions à 3 nucléons	p.	4
I. 2. 2 - Autres réactions à petit nombre de nucléons	p.	5
I. 3 - <u>Que désigne-t-on par d^* ?</u>	p.	6
<u>CHAPITRE II - Dispositif expérimental</u>	p.	12
II. 1 - <u>Le faisceau</u>	p.	13
II. 2 - <u>Chambre à réaction. Cibles</u>	p.	14
II. 3 - <u>Monitoring</u>	p.	15
II. 4 - <u>Détecteurs</u>	p.	16
II. 4. 1 - Détecteur particule chargée	p.	16
II. 4. 2 - Détecteur neutron	p.	17
II. 5 - <u>Electronique</u>	p.	18
II. 5. 1 - Chaines analogiques	p.	19
II. 5. 2 - L'identificateur	p.	19
II. 5. 3 - Temps de vol	p.	20
II. 5. 4 - Résolution en temps	p.	21
II. 5. 5 - Coïncidences fortuites	p.	24
II. 5. 6 - Circuits logiques	p.	25
II. 5. 7 - Acquisition des données	p.	25
II. 6 - <u>Réglages et étalonnages de l'électronique</u>	p.	25
<u>CHAPITRE III - Analyse de l'interaction dans l'état final dans les réactions à peu de nucléons</u>	p.	27
III. 1 - <u>Equations de Faddeev et méthode de résolution d'Ebenhöh pour le break-up du deuton</u>	p.	27
III. 1. 1 - Inadéquation de l'équation de Lippmann-Schwinger et équation de Faddeev	p.	27
III. 1. 2 - Equations intégrales pour les opérateurs de transition U_{ij} et série de multidiffusion	p.	29
III. 1. 3 - Amplitude et paramètres de la diffusion nucléon-nucléon Fonction d'onde du deuton	p.	31
III. 1. 4 - Equations intégrales pour les amplitudes de break-up, ...	p.	33
III. 1. 5 - Spins et antisymétrisation	p.	35
III. 1. 6 - Résolution des équations intégrales	p.	38

III. 2 -	<u>Modèles simples d'analyse des mécanismes 3 corps</u>	p.	41
III. 2. 1 -	Interaction dans l'état final. Modèle de Watson-Migdal .	p.	41
III. 2. 2 -	Interaction dans l'état final. Modèle de Phillips- Griffy-Biedenharn	p.	44
III. 2. 3 -	Diffusion quasi-élastique. Approximation d'impulsion . . .	p.	46
CHAPITRE IV -	<u>Résultats expérimentaux et comparaison avec l'analyse théorique</u>	p.	48
IV. 1 -	<u>Résultats expérimentaux</u>	p.	48
IV. 1. 1 -	Détermination des sections efficaces	p.	49
IV. 1. 2 -	Efficacité des détecteurs	p.	50
IV. 1. 3 -	Absorption des neutrons dans le télescope	p.	50
IV. 1. 4 -	Présentation des résultats et évaluation des erreurs . . .	p.	52
IV. 2 -	<u>Expérience $p + d \rightarrow p + n + p$</u>	p.	54
IV. 2. 1 -	Etude en fonction de l'angle de production	p.	58
IV. 2. 2 -	Etude en fonction de l'angle de désintégration	p.	69
IV. 3 -	<u>Autres réactions à peu de nucléons</u>	p.	73
IV. 3. 1 -	Réactions où l'interaction (n-p) singulet est interdite . .	p.	73
IV. 3. 2 -	Résultats concernant la réaction $d + {}^4\text{He}$	p.	77
IV. 3. 3 -	Résultats concernant la réaction $d + {}^6\text{Li}$	p.	78
IV. 4 -	<u>Réaction $d + {}^3\text{He} \rightarrow p + n + {}^3\text{He}$</u>	p.	79
CONCLUSION		p.	83
ANNEXE I -	<u>Cinématique à 3 corps</u>	p.	87
ANNEXE II -	<u>Système SDS(k) de coordonnées relatives</u>	p.	89
ANNEXE III -	<u>Expression de la section efficace et espace de phase à 3 corps</u>	p.	91
ANNEXE IV -	<u>Calcul du facteur de phase 2 corps $F_{ij}(E_{ij})$</u>	p.	93
BIBLIOGRAPHIE		p.	95

Vu :

les Membres du Jury

MM. A. SARAZIN
E. ELBAZ
J. P. BURQ
Mme H. LANGEVIN
M. C. ZUPANCIC

Vu et Approuvé :

le Directeur de l'U. E. R.
de Physique Nucléaire

A. SARAZIN

Vu et Accordé le Permis d'Imprimer

Lyon, 13 décembre 1972

Le Président de l'Université Claude Bernard

J. BOIDIN

